www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 31, 1970, no. 7/8/9

Wie tot voor kort het woord „transistor" in de mond nam, bedoelde daarmee de welbekende lagentransistor, die in de afgelopen vijftien jaar op zeer veel gebieden de taak van de radiobuis heeft overgenomen. Wanneer er sprake is van afzonderlijke schakelingselementen, is dat in hoofdzaak nog steeds zo, maar op het gebied van de geïntegreerde schakelingen is er naast de lagentransistor een bepaald type veldeffecttransistor sterk naar voren gekomen, de zg. MOS-transistor.

Ook in de Philips-laboratoria en -fabrieken in en buiten Nederland wordt er reeds verscheidene jaren intensief aan MOS-transistors en -schakelingen gewerkt. Dit nummer van Philips technisch Tijdschrift is geheel aan deze activiteiten gewijd. In de eerste vijf artikelen worden de eigenschappen en de technologie van MOS-transistors behandeld, in de laatste twee respectievelijk een middelgrote en een grote geïntegreerde schakeling. In de overige zeven artikelen komen zowel kleine geïntegreerde schakelingen ter sprake als afzonderlijke MOS-transistors die gemaakt zijn in het kader van onderzoekingen waarbij één bepaald aspect op de voorgrond stond, zoals groot vermogen, hoge afsnijfrequentie enz.

Hoewel vele facetten van de MOS-transistor en van het daaraan bij Philips gedane werk ter sprake komen, geeft de inhoud van dit nummer zeker geen volledig beeld. Zo zal men b.v. geen algemene beschouwingen over MOS-transistorschakelingen aantreffen en evenmin iets over de zg. complementaire MOS-transistors. Uiteraard kunnen de bijdragen tot een verzamelnummer als het onderhavige ook niet alle in gelijke mate actueel zijn. Naast zeer onlangs bereikte resultaten, zoals de LOCOS-techniek, vindt men andere die wat ouder zijn, maar daarom misschien toch niet minder belangwekkend.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info

11/14/2023

MOS-transistors

L.J. Tummers

Door de ontwikkeling van de halfgeleidertechniek is het enige jaren geleden mogelijk geworden een nieuwe vastestofversterker te realiseren, de MOS-transistor (MOS = metal-oxide-semiconductor). Wanneer er algemeen van transistor sprake is, dan bedoelt men daarmee doorgaans de zg. lagentransistor (Engels: junction transistor). Dit is in feite het enige type transistor dat op grote schaal is en wordt toegepast. In zo'n transistor treft men drie lagen aan (*NPN* of *PNP*) en in de werking spelen beide soorten ladingdragers een belangrijke rol; vandaar dat ze ook wel „bipolaire transistors" worden genoemd. Met name in de middelste laag, de basis, is het gedrag van de minderheidsladingdragers — in een *P*-laag dus de elektronen, in een *N*-laag de gaten — essentieel voor de werking van het geheel.

In zg. unipolaire transistors is in eerste instantie slechts één soort ladingdragers van belang. Tot deze klasse behoren de zg. veldeffecttransistors (engels: field-effect transistors, afgekort FET). Hierbij wordt de geleiding in een plaatje halfgeleidend materiaal beïnvloed door een spanning aan te leggen op een stuurelektrode die ten opzichte van het plaatje geïsoleerd is opgesteld.

De gedachte die aan de werking van de veldeffecttransistor ten grondslag ligt dateert reeds van 1925 [1], maar het is pas omstreeks 1950 gelukt goed werkende exemplaren te maken [2]. Bij de eerste werkende veldeffecttransistors was de stuurelektrode niet door een diëlektricum van de halfgeleider geïsoleerd; het was zelf eveneens een halfgeleidende laag, maar van het andere geleidingstype, die ten opzichte van de eerste in de keerrichting geschakeld werd (junction FET). Men omzeilde daarmee moeilijkheden ten gevolge van oppervlakeffecten aan het grensvlak tussen de halfgeleider en de isolerende laag, die de goede werking van andere typen tot dan onmogelijk hadden gemaakt.

Omstreeks 1960 ontstond er een nieuwe situatie door de opkomst van de planaire techniek voor het maken van bipolaire siliciumtransistors [3]; bij het doteren door middel van diffusie werd hier o.a. gebruik gemaakt van de maskerende eigenschappen van een laag SiO_2 die men op het silicium aanbracht. Zo'n SiO_2-laag bleek eveneens te kunnen fungeren als isolator tussen de halfgeleider en de stuurelektrode van een veldeffecttransistor, en daarmee was de MOS-transistor (*fig. 1*) geboren [5]. Moeilijkheden ten gevolge van oppervlakeffecten ontbraken ook hier niet geheel, maar in de loop der jaren heeft men die steeds beter onder de knie weten te krijgen [6]. Door de configuratie metaal-oxide-halfgeleider als gevoelig meetinstrument voor het onderzoek van siliciumoppervlakken te gebruiken, heeft men juist een beter inzicht in deze effecten weten te verkrijgen.

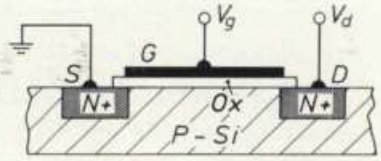


Fig. 1. Schematische doorsnede van MOS-transistor op een substraat van *P*-silicium. *S* toevoerelektrode (engels: source). *D* afvoerelektrode (engels: drain). *S* en *D* zijn hier gebieden van sterk gedoteerd *N*-silicium. *G* metalen stuurelektrode (engels: gate), van het substraat geïsoleerd door de SiO_2-laag *Ox*. Het potentiaalverschil tussen *D* en *S* is de afvoerspanning V_d, dat tussen *G* en *S* is de stuurspanning V_g. De elektronen vloeien door het substraat van *S* naar *D* in een uiterst dun, onder het oxide gelegen laagje, het zg. kanaal, dat door de aanwezigheid van de door V_g geïnduceerde negatieve lading in feite van geleidingstype *N* is [4].

In principe laat de MOS-configuratie natuurlijk een grote variatie in geometrie toe. Zo zijn er transistors gemaakt waarbij de stroombaan zeer kort is, wat gunstig is voor de h.f.-eigenschappen, en andere waarbij de stroombaan zeer breed is, wat noodzakelijk is als de transistor een groot vermogen moet kunnen leveren, enz. Voorbeelden daarvan zal men in een aantal andere artikelen in dit nummer aantreffen.

Een voor de praktijk belangrijke vraag is natuurlijk welke nu de voor- en nadelen zijn van de MOS-transistor, vergeleken met de bipolaire transistor. Een opvallend verschil is de zeer hoge ingangsimpedantie van de MOS-transistor, die te danken is aan de aanwezigheid van de oxidelaag. Voor toepassingen waar een zeer hoge ingangsimpedantie noodzakelijk is,

Prof. ir. L. J. Tummers is adjunct-directeur van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven en buitengewoon hoogleraar aan de Technische Hogeschool te Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info

11/14/2023

verdient de MOS-transistor dus zeker de voorkeur. Maar er zijn andere eigenschappen die eveneens de voorkeur naar een MOS-transistor zouden kunnen doen uitgaan. De karakteristieken zijn beter lineair dan die van bipolaire transistors en geven dus minder aanleiding tot vervorming, de terugwerking kan geringer zijn, soms zijn eenvoudiger schakelingen mogelijk en verder is de transistor thermisch zeer stabiel. Ook is het maken van een MOS-transistor in eerste instantie iets eenvoudiger dan het maken van een bipolaire transistor.

Tegenover deze gunstige eigenschappen staan een aantal andere, die de MOS-transistor in bepaalde toepassingsgebieden doen achterstaan. Deze zijn er de oorzaak van dat de toepassing van MOS-transistors als discreet schakelingselement tot nu toe zeer beperkt is. Vooral voor zeer hoge frequenties leent de bipolaire transistor zich beter, wat samenhangt met zijn hogere steilheid. Wel kan men ook MOS-transistors maken die een hoge steilheid hebben, maar dit vereist een grote stuurelektrode, wat tot een hoge capaciteit leidt. Het quotiënt g_m/C van de steilheid en de capaciteit, dat in vele gevallen een kwaliteitscijfer is voor het gedrag bij hoge frequenties, valt daardoor in principe voor de MOS-transistor minder gunstig uit dan voor de bipolaire. Het is niet geheel onmogelijk om bij een MOS-transistor een hoge waarde van g_m/C te bereiken, maar daarvoor moet de stroom I die door de transistor vloeit op een hoge waarde worden ingesteld. De verhouding g_m/I, die een maat is voor de spanningsversterking, wordt dan klein, zodat men het ene nadeel voor het andere heeft geruild. Algemeen geldt dat een MOS-transistor bij een gegeven stroominstelling voor het bereiken van een bepaalde spanningsversterking een veel hogere belastingsweerstand vereist dan een bipolaire transistor [7].

De hoge ingangsimpedantie van de MOS-transistor, die voor bepaalde toepassingen een zeer attractieve eigenschap is, veroorzaakt ook een moeilijkheid. Door elektrostatische oplading kan de spanning op de stuurelektrode gemakkelijk zo hoog worden dat de oxidelaag doorslaat, wat voor de transistor destructief is. In veel gevallen moet men de stuurelektrode daarom met een diode of een weerstand beveiligen.

Een — met het voortschrijden van de technologie overigens steeds kleiner wordend — nadeel van de MOS-transistor ten opzichte van de bipolaire transistor is dat de karakteristieken nogal gevoelig zijn voor variaties in het produktieprocédé. In het bijzonder geldt dit voor de zg. drempelspanning, dat is de stuurspanning waarbij de transistor juist begint te geleiden.

De kans dat MOS-transistors op grote schaal worden toegepast moge klein zijn zolang het over individuele schakelingselementen gaat, op het gebied van de geïntegreerde schakelingen is de situatie heel anders. In geïntegreerde schakelingen met bipolaire transistors moeten de diverse schakelingselementen die in één siliciumkristal zijn ondergebracht, onderling geïsoleerd worden, wat in het produktieprocédé enige afzonderlijke stappen vereist. Bij MOS-schakelingen is zo'n isolatie niet nodig. Dit maakt niet alleen de procédés eenvoudiger, maar spaart ook ruimte op het siliciumplaatje. Een verdere ruimtebesparing wordt verkregen doordat men MOS-transistors de functie van belastingsweerstand laat vervullen. Men maakt dan op die wijze dus geïntegreerde schakelingen die uitsluitend uit MOS-transistors bestaan.

Uiteraard zijn ook de geïntegreerde MOS-schakelingen niet extreem snel, maar voor grote geïntegreerde schakelingen waaraan matige snelheidseisen worden gesteld, zijn die met MOS-transistors thans enigszins in het voordeel. Op beide terreinen is de ontwikkeling echter nog in volle gang, zodat een prognose moeilijk is.

De meest geavanceerde onderzoekingen die thans gaande of zojuist voltooid zijn, betreffen verfijningen op het gebied van de geometrie en van de materialen, waardoor men MOS-transistors hoopt te kunnen maken die tot hogere frequenties bruikbaar zijn, die een zeer lage of instelbare drempelspanning hebben enz. Wat de geometrie betreft streeft men o.a. naar een nauwkeuriger in register brengen van de stuurelektrode en de aan- en afvoerelektrode — die een andere dotering moeten hebben dan het materiaal onder de stuurelektrode — en experimenteert daarbij zowel met varianten op de klassieke methodes als met geheel nieuwe, zoals het doteren van het materiaal door beschieting met snelle ionen. Bij deze laatste methode, maar ook bij andere, gebruikt men de stuurelektrode zélf als masker, waardoor het in register brengen eenvoudig wordt.

Op het gebied van de materialen zoekt men thans zowel naar isolatoren die in plaats van, of in combinatie met, SiO_2 gebruikt zouden kunnen worden, alsmede naar andere materialen voor de stuurelektrode. Voor deze laatste zoekt men niet alleen naar materialen die geschikt zijn om het tot nu toe gang-

---

[1] Zie b.v. H. C. de Graaff en H. Koelmans, De dunnelagentransistor, Philips techn. T. **27**, 160-166, 1965/66.
[2] W. Shockley, A unipolar "field-effect" transistor, Proc. I.R.E. **40**, 1365-1376, 1952.
[3] Zie hiervoor b.v. A. Schmitz, Kristalschakelingen, Philips techn. T. **27**, 152-159, 1965/66.
[4] Voor een uitvoeriger behandeling zie b.v. het artikel van J. A. van Nielen in dit nummer, blz. 217.
[5] D. Kahng en M. M. Atalla, Silicon-silicondioxide field-induced surface devices, IRE Solid-State Device Research Conference, Pittsburgh 1960.
[6] Zie b.v. het artikel van J. A. Appels, H. Kalter en E. Kooi in dit nummer, blz. 234.
[7] Zie b.v. het aangehaalde artikel van Van Nielen [4].

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

bare aluminium te vervangen — de aard van het metaal bepaalt mede de drempelspanning —, maar men experimenteert ook met niet-metalen, zoals polykristallijn silicium.

De ontwikkeling van de geïntegreerde bipolaire en die van de MOS-schakelingen hebben elkaar vrij sterk beïnvloed. Niet alleen heeft men, onder de druk van de mogelijkheden die de MOS-schakelingen boden, op het gebied van de bipolaire schakelingen naar nieuwe mogelijkheden gezocht, maar ook bleek vooruitgang op het ene gebied dikwijls van belang te zijn voor het andere. Zo heeft het onderzoek aan siliciumoppervlakken dat met de MOS-structuur mogelijk werd, ook vruchten afgeworpen voor de bipolaire transistor.

Men mag verwachten dat ook in de nabije toekomst beide richtingen stimulerend op elkaar zullen blijven inwerken.

Samenvatting. De MOS-transistor (MOS = metal-oxide-semiconductor) is geboren omstreeks 1960. Het is een veldeffecttransistor waarvan de metalen stuurelektrode van het substraat (silicium) is geïsoleerd door een oxidelaag. Voorheen waren pogingen om veldeffecttransistors met geïsoleerde stuurelektrode te maken mislukt ten gevolge van storende effecten aan het grensvlak tussen halfgeleider en isolator. De MOS-transistor onderscheidt zich van de bipolaire door een zeer hoge ingangsimpedantie, beter lineaire karakteristieken en een geringere terugwerking. Hij is thermisch zeer stabiel en is iets eenvoudiger te maken dan de bipolaire, maar deze is beter bij hoge frequenties. Het MOST-onderzoek richt zich thans op een verfijning van de geometrie en de materialen. In geïntegreerde schakelingen met MOSTs behoeven de elementen niet geïsoleerd te worden. Voor grote geïntegreerde schakelingen die niet al te snel hoeven te zijn, is de MOST thans enigszins in het voordeel.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

Werking en gelijkstroomgedrag van MOS-transistors

J. A. van Nielen

De MOS-transistor (MOS = metal-oxide-semiconductor) is een bepaald type veldeffecttransistor: hij kan beschouwd worden als een weerstand van halfgeleidend materiaal, waarvan het geleidingsvermogen bepaald wordt door de potentiaal van een stuurelektrode die zich buiten de stroombaan bevindt. De stuurelektrode van een veldeffecttransistor is van de stroombaan geïsoleerd door een isolerende tussenlaag of door een in de keerrichting geschakelde *P-N*-overgang. Bij de MOS-transistor is het eerste het geval.

MOS-transistors worden gemaakt op een relatief dik substraat van monokristallijn, licht gedoteerd silicium en wel met behulp van de zg. planaire techniek; fig. 1 van het voorgaande artikel (blz. 214) toont een schematische doorsnede. Als isolator tussen halfgeleider en stuurelektrode fungeert een laagje SiO_2, dat verkregen wordt door oxidatie van het silicium. De toevoer- en afvoerelektrode zijn zwaar gedoteerde zones van het aan het substraat tegengestelde geleidingstype; zij worden verkregen door diffusie en soms ook voor een deel door beschieting met versnelde ionen.

Er zijn twee typen van MOS-transistors: die op een substraat van type *N* en die op een substraat van type *P*. In het eerste type wordt de stroomgeleiding verzorgd door van toevoer- naar afvoerelektrode bewegende gaten; men spreekt van MOS-transistors met *P*-kanaal (schemasymbool: *fig. 1a*). In het andere type verzorgen elektronen de stroomgeleiding: MOS-transistors met *N*-kanaal (fig. 1*b*). Wij komen op de stroomgeleiding in een MOS-transistor nog uitvoeriger terug.

Het verband tussen de stroom I_d die bij constante stuurspanning V_g door een MOS-transistor vloeit en de potentiaal V_d van de afvoerelektrode — de potentiaal van de toevoerelektrode stellen we nul — vertoont grote overeenkomst met de I_a, V_a-karakteristiek van een vacuümpentode. In *fig. 2a* zijn karakteristieken weergegeven van een MOS-transistor met *N*-kanaal. De I_d, V_g-karakteristiek verloopt kwadratisch (fig. 2*b*); voor een MOS-transistor is I_d nul wanneer V_g kleiner is dan een zekere spanning V_{th}, de zg. drempelspanning. De steilheid van MOS-transistors ligt gewoonlijk tussen 1 en 10 mA/V. Een bijzondere eigenschap is de uiterst hoge ingangsweerstand; deze is van de orde van grootte van 10^{14} Ω.

Ir. J. A. van Nielen, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

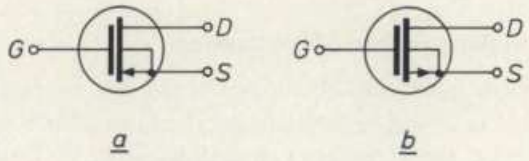


Fig. 1. Schemasymbool van de MOS-transistor met *P*-kanaal (*a*) en met *N*-kanaal (*b*). *S* toevoerelektrode. *G* stuurelektrode. *D* afvoerelektrode. In het symbool is aangegeven, dat het substraat met de toevoerelektrode is verbonden; deze verbinding kan ontbreken.

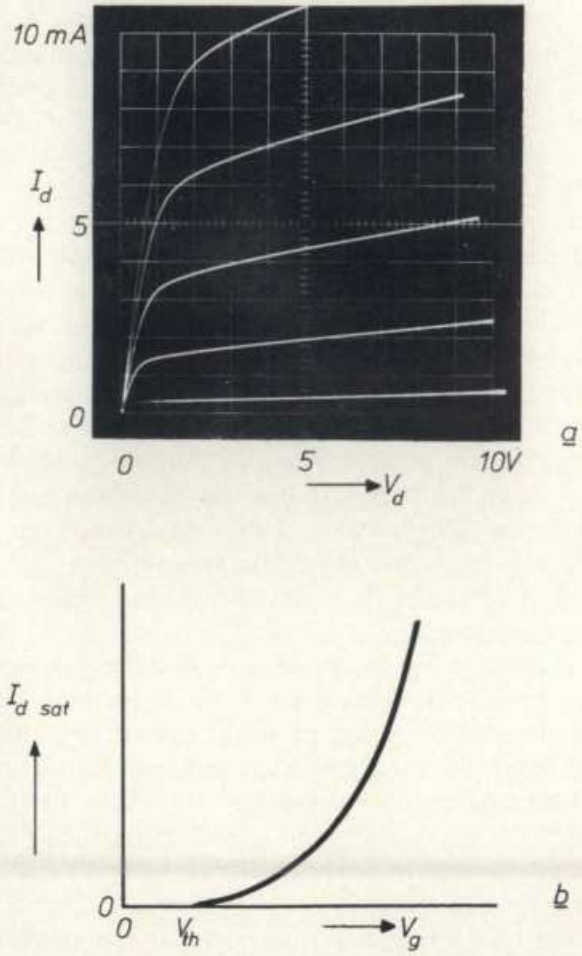


Fig. 2. *a*) Enige I_d, V_d-karakteristieken van een MOS-transistor. Iedere curve geldt voor een bepaalde waarde van V_g en bestaat uit een gekromd en een ongeveer horizontaal verlopend gedeelte (verzadiging).
b) Een I_d, V_g-karakteristiek geldend voor een waarde van V_d waarbij de stroom bij alle optredende V_g-waarden verzadigd is. De verzadigingswaarde $I_{d\ sat}$ van de stroom varieert kwadratisch met V_g en is nul wanneer V_g kleiner is dan de drempelspanning V_{th}.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

We zullen in het nu volgende hoofdstuk iets dieper ingaan op de werking en bezien door welke factoren de zojuist genoemde spanning V_{th} bepaald wordt. Vervolgens leiden we benaderende formules af voor de gelijkspanningskarakteristieken en ten slotte bespreken we in het kort hoe de eigenschappen van een MOS-transistor afhangen van de dotering en de potentiaal van het substraat.

De werking van een MOS-transistor

We beschouwen het in fig. 1 van het voorgaande artikel (blz. 214) geschetste geval van een MOS-transistor op een substraat van geleidingstype *P*. De toevoerelektrode *S* en de afvoerelektrode *D* vormen met het substraat ieder een diode. Legt men bij $V_g = 0$ een spanning aan tussen *S* en *D*, dan is een van deze twee diodes in de keerrichting geschakeld en vloeit er slechts een uiterst zwakke stroom door de transistor.

We zullen nu nagaan wat er gebeurt wanneer men V_g vanaf nul geleidelijk laat toenemen, waarbij we beginnen met het eenvoudige geval dat er geen spanning is aangelegd tussen *S* en *D* ($V_d = 0$). Het systeem stuurelektrode-oxidelaag-silicium kan men opvatten als een condensator waarvan de onderste plaat niet bestaat uit een metaal, maar uit een halfgeleider van type *P*. Zolang $V_g = 0$ is, is de lading op beide condensatorplaten nul en heerst er in de halfgeleider overal elektro-neutraliteit. Wordt $V_g > 0$, dan komt er een positieve lading op *G* en een even grote negatieve lading in een aan het oxide grenzende laag in de halfgeleider. Deze lading wordt aanvankelijk uitsluitend gedragen door de (onbeweeglijke) acceptorionen. Daar de dichtheid daarvan gegeven is door de dotering van het substraat, en dus vastligt, is deze laag dikker naarmate de positieve lading groter is, d.w.z. naarmate V_g hoger is. Daar de positieve, beweeglijke ladingdragers uit deze laag verdreven zijn, spreekt men van een verarmings- of depletielaag.

Laat men V_g verder toenemen, dan wordt de negatieve lading in de halfgeleider niet langer uitsluitend gedragen door de acceptorionen, maar er verschijnen in een zeer dunne aan het oxide grenzende laag van het depletiegebied ook elektronen. Deze laag, die b.v. 10^{-2} μm dik is, vormt een geleidende verbinding tussen de toevoer- en de afvoerelektrode en wordt daarom het kanaal genoemd.

In *fig. 3* ziet men het bovenstaande voorgesteld in een bandenschema. In het depletiegebied zijn de banden uiteraard gekromd. De curve voor de Fermi-energie E_F zal echter een horizontale rechte zijn, daar er overal in de halfgeleider thermodynamisch evenwicht bestaat. Bij voldoend hoge V_g kan E_F daardoor aan het grensvlak van het silicium en het siliciumoxide boven het midden E_i van de verboden zone komen te liggen. Dit wil zeggen dat daar het silicium dan van geleidingstype is veranderd. Deze verandering, die dus niet te maken heeft met een verandering van de dotering, maar die slechts aanwezig is wanneer V_g hoog genoeg is, wordt inversie genoemd. De geïnverteerde laag is het hierboven genoemde kanaal. Daar de elektronenconcentratie in het kanaal van V_g afhangt, bepaalt V_g het geleidingsvermogen ervan en dus ook de stroom die door de transistor vloeit wanneer $V_d \neq 0$ is. De stuurspanning die bij $V_d = 0$ nodig is om juist inversie te veroorzaken is de reeds genoemde drempelspanning V_{th}.

Bij het aanleggen van een tot inversie leidende stuurspanning is de bij de nieuwe situatie behorende elektronenconcentratie zeer snel in het kanaal aanwezig. Het grootste deel van de vereiste elektronen stroomt nl. toe uit *S* en *D*, waar veel elektronen beschikbaar zijn. Het nieuwe evenwicht komt daardoor veel sneller tot stand dan wanneer de elektronen uitsluitend in de geleidingsband zouden kunnen komen door thermische excitatie.

We beschouwen nu de situatie die in werkelijkheid in een werkende MOS-transistor optreedt, nl. die waar-

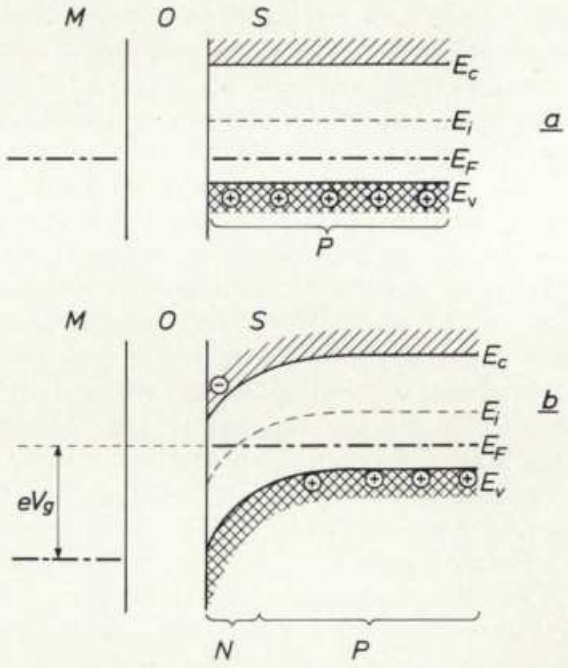


Fig. 3. *a*) Bandenschema van het systeem metaal-oxide-silicium (resp. *M*, *O* en *S*) ingeval het silicium van geleidingstype *P* is en er van nature geen bandkromming optreedt aan het grensvlak tussen Si en SiO_2. De Fermi-energie E_F ligt in het silicium lager dan het midden E_i van de verboden zone (E_v is de bovenkant van de valentieband, E_c de onderkant van de geleidingsband). Daar metaal en silicium zich op dezelfde potentiaal bevinden, heeft E_F in beide dezelfde waarde.
b) Wordt het metaal (de stuurelektrode) op een potentiaal V_g gebracht, dan worden in het silicium de gaten uit de bij het grensvlak gelegen zone verdreven en ontstaat daar een negatieve ruimtelading, gedragen door geïoniseerde acceptoratomen. De corresponderende bandkromming kan zo sterk zijn dat E_i aan het grensvlak lager komt te liggen dan E_F, zodat daar een laagje van geleidingstype *N* ontstaat (inversie), het zg. kanaal.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bij $V_d \neq 0$ is. De potentiaal $V(x)$ in het kanaal is dan een functie van de coördinaat x langs het kanaal en neemt, als men van S naar D gaat, geleidelijk toe. De mate van inversie, of wel het geleidingsvermogen van het kanaal, neemt dientengevolge van S naar D geleidelijk af. De dikte van de depletielaag neemt daarentegen geleidelijk toe, doordat de spanning die over de door het kanaal en de rest van het substraat gevormde N-P-overgang staat, van S naar D toeneemt (*fig. 4a*).

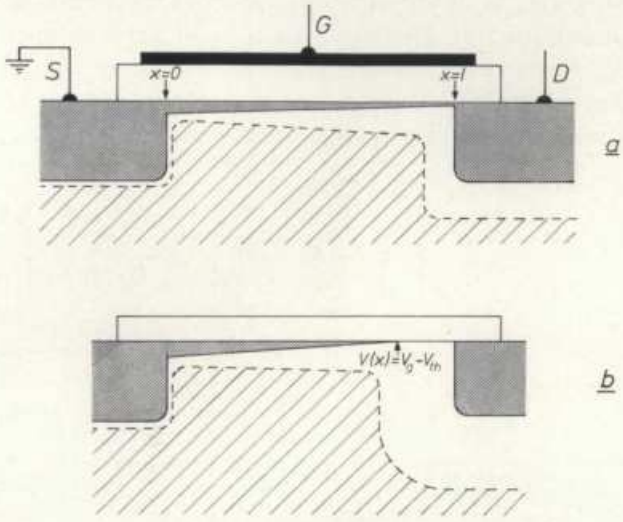


Fig. 4. *a*) Schematische voorstelling van de situatie in een niet in de verzadiging werkende MOS-transistor op een P-substraat. Vlak onder het oxide bevindt zich in het substraat een uiterst dunne, geïnverteerde laag waardoor de stroom vloeit en waarvan het geleidingsvermogen van S naar D geleidelijk afneemt. Dit laatste is schematisch voorgesteld door de dikte te doen afnemen. Onder het kanaal, en ook onder de afvoerelektrode, is er een laag waarin zich geen beweeglijke ladingdragers bevinden, de depletielaag (*wit*); de dikte daarvan neemt van S ($x = 0$) naar D ($x = l$) gaande toe.
b) Idem ingeval de stroom verzadigd is. In het laatste deel van het kanaal is $V(x) > V_g - V_{th}$.

Laat men nu bij vaste V_g de potentiaal van D geleidelijk toenemen, dan neemt de stroom I_d eveneens toe, maar door het afnemen van het geleidingsvermogen van het kanaal neemt I_d steeds minder sterk toe naarmate V_d hoger is. Bij een bepaalde waarde van V_d is aan het einde van het kanaal, waar $V(x) = V_d$ is, de effectieve stuurspanning $V_g - V_d$ afgenomen tot V_{th}. De voorwaarde voor inversie is daar ter plaatse niet langer vervuld; men zegt dat het kanaal is „afgeknepen" (fig. 4*b*). De genoemde waarde van V_d, die gelijk is aan $V_g - V_{th}$ en die we voorstellen door $V_{d\,sat}$, wordt wel „afknijpspanning" genoemd. Laat men V_d nog verder toenemen, dan verplaatst het punt in het kanaal waar $V(x) = V_{d\,sat}$ is — het zg. afknijppunt — zich in de richting van S. In het gebied van V_d-waarden waarbij het kanaal is afgeknepen, varieert de stroom I_d veel minder sterk met V_d (verzadiging; zie fig. 2*a*).

In een der volgende hoofdstukken, waarin een benaderende theorie van het gelijkstroomgedrag van de MOS-transistor wordt gegeven, komen we op het verschijnsel van de stroomverzadiging nog terug. We onderwerpen nu eerst de drempelspanning V_{th} aan een nadere beschouwing.

De drempelspanning V_{th}; vier soorten karakteristieken

In het hierboven geschetste eenvoudige geval, waarbij in de halfgeleider bij $V_g = 0$ en $V_d = 0$ de banden aan het grensvlak niet gekromd waren, kon de voor het bereiken van inversie vereiste stuurspanning V_{th} niet anders dan positief zijn. In de praktijk is de situatie meestal niet zo eenvoudig, omdat er plaatselijk in de MOS-transistor onbeweeglijke ladingen aanwezig kunnen zijn: het komt voor dat V_{th} voor MOS-transistors op een P-substraat negatief is. Deze transistors geleiden reeds bij $V_g = 0$. Ook bij MOS-transistors op een N-substraat kan V_{th} in principe zowel positief als negatief zijn, zodat men in totaal vier soorten karakteristieken kan ontmoeten (*fig. 5*). De MOS-transistors die bij $V_g = 0$ reeds geleiden — d.w.z. waarin van nature reeds een kanaal aanwezig is — noemt men MOS-transistors van het verarmingstype, de andere zijn die van het verrijkingstype (Engels: resp. *depletion* en *enhancement type*). Deze namen berusten op het gebruik van de MOS-transistor als schakelaar in digitale schakelingen. De transistors van het verarmingstype staan van nature open en moeten worden dichtgezet door een stuurspanning, die het geleidende kanaal verarmt; die van het verrijkingstype staan van nature dicht en moeten door een stuurspanning worden opengezet.

Behalve door de onderlinge ligging van E_i en E_F, d.w.z. door de dotering van het substraat, wordt de waarde van V_{th} die men bij een MOS-transistor aantreft bepaald door nog drie andere factoren. De eerste

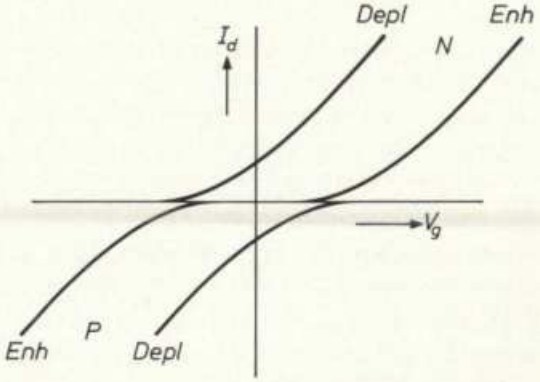


Fig. 5. Zowel bij MOS-transistors op een P- als op een N-substraat kan V_{th} in principe positief of negatief zijn, zodat er vier soorten I_d,V_g-karakteristieken zijn. MOS-transistors welke bij $V_g = 0$ reeds geleiden (*Depl*) noemt men wel transistors van het verarmingstype (*depletion type*), de andere (*Enh*) transistors van het verrijkingstype (*enhancement type*).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

is deze, dat bij het oxideren van het silicium een hoeveelheid positieve lading q_{ox} in het oxide terecht blijkt te komen, waardoor V_{th} in negatieve richting wordt verschoven. Door dit effect behoren transistors met *P*-kanaal meestal tot het verrijkingstype en die met *N*-kanaal tot het verarmingstype.

In de tweede plaats wordt V_{th} mede bepaald door het metaal waarvan de stuurelektrode is gemaakt. Het verschil in uittreepotentiaal van dit metaal en het substraat, de contactpotentiaal Φ_{ms}, fungeert als ingebouwde bijdrage tot de stuurspanning (*fig. 6a, b*). Ten slotte is er het effect van de zg. oppervlaktetoestanden, dat zijn in de verboden zone liggende stoorniveaus die aan het oppervlak aanwezig kunnen zijn. Deze stoorniveaus kunnen vrije ladingdragers binden en oppervlaktetoestanden en q_{depl} die in de depletielaag. Definieert men, zoals veelal gebeurt, de drempelspanning V_{th} als die waarde van V_g waarbij aan het grensvlak tussen silicium en SiO_2 het energieverschil $E_i - E_F$ even groot is als in het inwendige van het substraat maar met tegengesteld teken (fig. 6*c*), dan is:

$$V_{th} = \Phi_{ms} + 2\,\Phi_F - (q_{inv} + q_{ss} + q_{ox} + q_{depl})/C_{ox}. \quad \ldots \quad (2)$$

Hierin is C_{ox} de capaciteit per oppervlakte-eenheid van de condensator. De term $2\,\Phi_F$ is in dit geval de door V_g veroorzaakte bandkromming. De lading q_{inv} is meestal zoveel kleiner dan de andere ladingen dat zij voor het berekenen van V_{th} verwaarloosd mag worden.

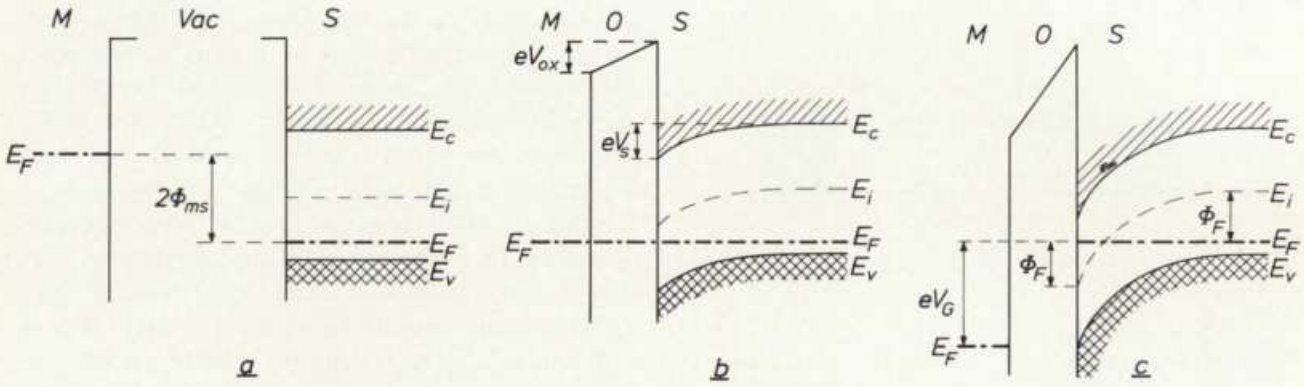


Fig. 6. *a*) Bandenschema van een metaal *M* en een halfgeleider *S* die niet met elkaar in contact zijn en die een verschillende uittreearbeid hebben (d.i. de arbeid die verricht moet worden om een elektron met een energie E_F uit het metaal of de halfgeleider in vacuüm te brengen). Het verschil in uittreearbeid is $e\Phi_{ms}$; Φ_{ms} is de contactpotentiaal.
b) Worden het metaal en de halfgeleider van (*a*) met een oxidelaag verenigd tot een MOS-structuur, dan krijgt E_F overal dezelfde waarde en geeft het oorspronkelijke verschil $e\Phi_{ms}$ het aanzijn aan een spanning V_{ox} over het oxide en een bandkromming eV_s in de halfgeleider; $V_{ox} + V_s = \Phi_{ms}$. Daardoor heeft V_{th} hier een andere waarde dan in het geval van fig. 3.
c) Als (*b*) ingeval er een zodanige stuurspanning V_g is aangelegd dat $E_i - E_F$ aan het oppervlak juist gelijk is aan $-\Phi_F$.

daarmee aan de stroomgeleiding onttrekken. Naarmate het aantal oppervlaktetoestanden groter is, is er voor het verkrijgen van een bepaalde concentratie aan vrije ladingdragers een hogere stuurspanning nodig, of wel: $|V_{th}|$ is hoger. De laatste jaren is de techniek van het maken van MOS-transistors zover ontwikkeld dat men de concentratie van de oppervlaktetoestanden zo laag kan houden dat ze geen rol van betekenis spelen [1].

Rekent men al deze ladingen mee, dan geldt dus voor de lading op de beide bekleedsels van de als condensator opgevatte MOS-transistor:

$$q_g + q_{ox} = -(q_{inv} + q_{ss} + q_{depl}), \quad \ldots \quad (1)$$

waarin q_g de lading per oppervlakte-eenheid is op de stuurelektrode, q_{inv} die in het kanaal, q_{ss} die in de

Benaderende theorie van het gelijkstroomgedrag

We beschouwen weer het geval van een MOS-transistor op een substraat van *P*-silicium, dus met een kanaal waarin elektronen de geleiding verzorgen. Om de karakteristieken te berekenen voeren we twee vereenvoudigingen in. In de eerste plaats gaan we ervan uit dat overal in de aan het oxide grenzende laag van het substraat — het onderste bekleedsel van de condensator — de lading per cm^2 $q(x)$ bepaald wordt door het verschil tussen V_g en de potentiaal $V(x)$ ter plaatse x in het kanaal, volgens

$$q(x) = -C_{ox}\{V_g - V(x)\}. \quad \ldots \quad (3)$$

(Uitgedrukt in de in (1) gebruikte symbolen is $q(x) = q_{inv} + q_{depl} + q_{ss}$.) Stellen we de dikte van de oxide-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

laag voor door h en de relatieve diëlektrische constante ervan door ε_{ox}, dan is $C_{ox} = \varepsilon_0 \varepsilon_{ox}/h$. Het minteken in (3) geeft aan dat de lading $q(x)$ negatief is als $V_g - V(x)$ positief is.

Formule (3) zou exact gelden wanneer de veldlijnen in het diëlektricum loodrecht op het oppervlak stonden. Deze situatie wordt benaderd wanneer in het kanaal $V(x)$ niet al te sterk met x varieert, d.w.z. wanneer $dV(x)/dx$ en $d^2V(x)/dx^2$ klein zijn (zg. graduele benadering van Shockley [2]); in de praktijk is dit in het grootste deel van het kanaal het geval.

De tweede veronderstelling is dat in het kanaal de dichtheid $q_{inv}(x)$ van de door beweeglijke elektronen gedragen negatieve lading gegeven wordt door:

$$q_{inv}(x) = -C_{ox}\{V_g' - V(x)\}, \quad . \; . \quad (4)$$

waarin $V_g' = V_g - V_{th}$ is.

Indien ook deze formule gebruikt mag worden, geldt voor de stroom, die gelijk is aan het produkt van $q_{inv}(x)$, de breedte w van het kanaal, de beweeglijkheid μ van de ladingdragers en de veldsterkte $-dV(x)/dx$:

$$I_d(x) = \mu\, C_{ox}\, w\{V_g' - V(x)\}\, dV(x)/dx. \quad . \; . \quad (5)$$

Men kan nu een formule voor de stationaire stroom verkrijgen door (5) over de gehele lengte l van het kanaal te integreren. Daar in een stationaire toestand I_d onafhankelijk van x is, mogen we I_d voor het integraalteken plaatsen:

$$I_d \int_0^l dx = \mu\, C_{ox}\, w \int_0^{V_d} \{V_g' - V(x)\}\, dV(x).$$

Hieruit volgt:

$$I_d\, l = \mu\, C_{ox}\, w\, \{\tfrac{1}{2}V_g'^2 - \tfrac{1}{2}(V_g' - V_d)^2\}$$

of

$$I_d = \beta(V_g' V_d - \tfrac{1}{2}V_d^2), \quad . \; . \; . \; . \quad (6)$$

waarin

$$\beta = \mu\, C_{ox}\, w/l. \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (7)$$

De grafische voorstelling van (6) is een parabool met de top naar boven.

Bij deze afleiding is stilzwijgend nog een derde veronderstelling ingevoerd, nl. dat μ van geen der andere grootheden afhangt. Dit is niet geheel juist: bij grote V_g, d.w.z. bij aanwezigheid van een sterk transversaal veld, is μ wat kleiner dan bij kleine V_g [3].

In het bijzondere geval dat $V_d = 0$ is, volgt uit (6) voor het geleidingsvermogen G_0 van het kanaal:

$$G_0 = \lim_{V_d \to 0} I_d/V_d = \beta\, V_g'. \quad . \; . \; . \; . \quad (8)$$

Het geleidingsvermogen varieert dus binnen de grenzen van onze benadering lineair met V_g (*fig. 7*).

We keren nu even terug tot verg. (4) en (5). De situatie in het kanaal is deze dat, gaande van S naar D, de ladingsdichtheid geleidelijk afneemt; de veldsterkte neemt daarentegen toe, en wel zodanig dat $I_d(x)$ overal in het kanaal dezelfde waarde heeft. Bij de V_g-waarde waarvoor de kwadratische functie in het rechterlid van (6) zijn maximum bereikt — d.i. als $V_g' = V_d$, ofwel als $V_g = V_d + V_{th}$ —, is volgens (4) de ladingsdichtheid $q_{inv}(x)$ bij de afvoerelektrode ($x = l$) gelijk aan nul en de veldsterkte zou daar dus oneindig hoog zijn. De graduele benadering geldt hier dus niet meer; alleen de stijgende tak van de parabool stelt een deel van de I_d, V_d-karakteristiek voor. De maximale stroomsterkte is volgens (6) gelijk aan $\frac{1}{2}\beta V_g'^2$.

In het gebied $V_d > V_g'$ mag men in eerste benadering verwachten dat de stroom onafhankelijk van V_d

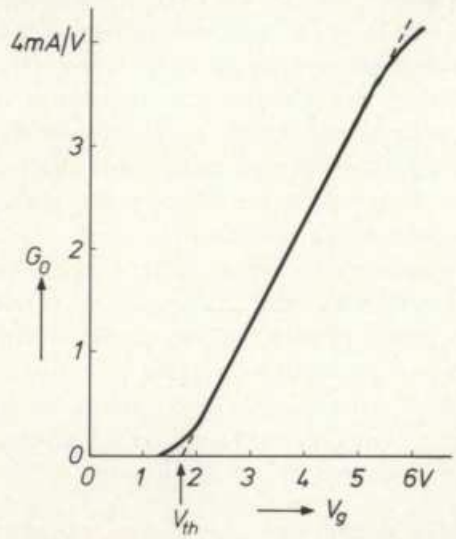


Fig. 7. Het geleidingsvermogen G_0 dat een MOS-transistor vertoont bij $V_d = 0$, varieert in een groot gebied lineair met V_g. De getrokken kromme representeert meetresultaten, de streeplijn stelt vergelijking (8) voor.

zal zijn en gelijk aan de zojuist genoemde maximumwaarde, en wel op grond van het volgende. Laat men de spanning V_d toenemen boven V_g', dan bereikt de potentiaal $V(x)$ in het kanaal de waarde V_g' in een punt even voor het einde van het kanaal; de rest van V_d staat over het gedeelte dat tussen dit punt en de afvoerelektrode gelegen is. Daar het geleidingsvermogen van dit gedeelte gering is en toch het potentiaalverschil $V_d - V_g'$ daar de aangeboden stroom doet vloeien, zal de lengte

[1] Zie het artikel van J. A. Appels, H. Kalter en E. Kooi in dit nummer, blz. 234, alsmede H. C. de Graaff en J. A. van Nielen, Electronics Letters **3**, 195, 1967.
[2] W. Shockley, A unipolar "field-effect" transistor, Proc. I.R.E. **40**, 1365-1376, 1952.
C. T. Sah, Characteristics of metal-oxide-semiconductor transistors, IEEE Trans. **ED-11**, 324-345, 1964.
[3] Zie het artikel van N. St. J. Murphy, F. Berz en I. Flinn in dit nummer, blz. 247.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ervan relatief gering zijn. De lengte van het goed geleidende deel van het kanaal wijkt dus relatief niet veel van l af, en de stroom zal nagenoeg gelijk zijn aan de zojuist genoemde maximumstroom (verzadiging). Stellen we de verzadigingswaarde van de stroom voor door $I_{d\,sat}$, dan geldt dus:

$$I_{d\,sat} = \tfrac{1}{2}\,\beta\,V_g'^2. \qquad (9)$$

Deze formule laat zien dat bij een in het verzadigingsgebied werkende MOS-transistor de stroom kwadratisch afhangt van de stuurspanning (vgl. fig. 2*b*). Voor de steilheid g_m geldt in dit gebied:

$$g_m = (\partial I_{d\,sat}/\partial V_g)_{V_d} = \beta\,V_g'. \qquad (10)$$

De steilheid is niet constant, maar varieert lineair met V_g'. We zien ook dat volgens de hier gegeven berekening g_m gelijk is aan G_0 (verg. 8).

Zoals men in fig. 2*a* heeft kunnen zien, is de stroom in het verzadigingsgebied in werkelijkheid niet geheel onafhankelijk van V_d. Een der oorzaken hiervan is, dat de in de stuurelektrode ontspringende veldlijnen dicht bij de afvoerelektrode niet meer loodrecht op het grensvlak tussen oxide en kanaal staan, zoals bij de graduele benadering verondersteld wordt.

Bij toenemende V_d verandert het verloop der veldlijnen in isolator en substraat rondom het afknijppunt van het kanaal in zodanige zin, dat het afknijppunt zich iets naar de toevoer verplaatst en het kanaal dus korter wordt. Hierdoor wordt de steilheid van de transistor groter (zie (10) en (7)) en, omdat de stuurspanning niet veranderd is, ook de stroom.

Steilheid en versterking

De hier afgeleide eigenschappen en betrekkingen hebben hun gevolgen bij de praktische toepassing van de MOS-transistor. Zeer vaak wordt van de MOS-transistor een maximale spanningsversterking verlangd. De spanningsversterking $|\Delta V_d/\Delta V_g|$ is in de versterkerschakeling van *fig. 8* bij benadering gelijk aan het produkt van steilheid g_m en belastingsweerstand R_l. Nu neemt bij de MOS-transistor g_m toe met de gelijkstroom I_d volgens de uit (9) en (10) volgende betrekking

$$g_m = (2\beta I_d)^{\frac{1}{2}}, \qquad (11)$$

wat betekent dat men voor een grote spanningsversterking de transistor graag op een grote stroom zal instellen. Hieraan wordt evenwel, bij gegeven voedingsspanning V_{dd}, een grens gesteld door de maximaal toelaatbare spanningsval over R_l, dus $I_d R_l$. Daarom is niet g_m zonder meer, maar de grootheid g_m/I_d een maat voor de bereikbare spanningsversterking in een gegeven schakeling [4]. In het algemeen is de steilheid van MOS-transistors kleiner dan die van bipolaire transistors, zodat voor het bereiken van een even grote spanningsversterking een grotere belastingsweerstand nodig is.

De zuiver kwadratische karakteristiek van de MOS-transistor (zie formule 9) is een voordeel bij toepassing in de ingangstrappen van ontvangers. Daar geven stoorsignalen van sterke zenders waarop de ontvanger niet is afgestemd, door vermenigvuldiging met het signaal van de te ontvangen zender aanleiding tot het ontstaan van allerlei frequenties (intermodulatieprodukten), indien de buis of transistor een niet-lineaire stroomkarakteristiek heeft. De meeste intermodulatieprodukten vallen bij een selectieve ontvanger niet binnen de doorlaatband van de volgende trappen en veroorzaken geen storing. Als de uitdrukking voor de karakteristiek van de buis of transistor echter termen bevat met oneven machten van de ingangsspanning, dan bevindt zich onder de intermodulatieprodukten een signaal met de draaggolffrequentie van de te ontvangen zender en met een amplitude, waarin de modulatie van de storende zender aanwezig is. Het programma van de storende zender is als het ware gemoduleerd op de draaggolf van de te ontvangen zender; men noemt dit storende verschijnsel kruismodulatie. Bij een zuiver kwadratische MOS-transistor bevat de karakteristiek geen oneven termen en is kruismodulatie dus afwezig.

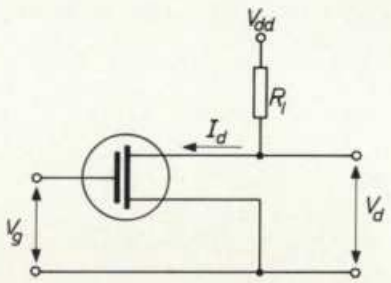


Fig. 8. Schakeling voor spanningsversterking met een MOS-transistor. R_l belastingsweerstand. V_{dd} voedingsspanning.

Het substraat

Tot slot van dit artikel willen we bezien hoe het gedrag van een MOS-transistor wordt beïnvloed door de dotering van het substraat en door een van nul verschillende substraatpotentiaal V_b [6]. We beschouwen weer een transistor op een *P*-substraat en we beginnen weer met het geval dat $V_d = 0$ is. Wel is er een zodanige stuurspanning V_g aangelegd dat er een geïnverteerde laag is ontstaan. Hierboven hebben we reeds gezien dat deze laag uiterst dun is, maar dat de depletielaag relatief dik is (b.v. 1 μm) doordat de ladingdragersconcentratie daar niet groter kan zijn dan de dichtheid N van de in het silicium aanwezige acceptorionen. De ladingsdichtheid in de depletielaag is dan ook over een groot deel van de dikte constant en er is

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een vrij scherpe grens tussen deze laag en de rest van het substraat.

Om de ruimtelading in de depletielaag te berekenen, kan men het geheel van kanaal en depletielaag beschouwen als een abrupte N^+-P-overgang en de daarvoor geldende formules toepassen. Veroorzaakt een zekere V_g een spanning V_s over de N^+-P-overgang — de bandkromming is dan $-eV_s$ (fig. 6*b*) — dan is de dikte d van de depletielaag

$$d = (2\,\varepsilon_0\varepsilon\,V_s/eN)^{\frac{1}{2}}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

en de depletielading per oppervlakte-eenheid q_{depl} is

$$q_{depl} = -(2\,\varepsilon_0\varepsilon\,eN)^{\frac{1}{2}}\,V_s^{\frac{1}{2}} = a\,V_s^{\frac{1}{2}}. \quad . \quad . \quad (13)$$

In de benaderende theorie, die tot de formules (4) en (6) leidt, wordt q_{depl} nul gesteld of als constant beschouwd, d.w.z. als onafhankelijk van V_g en van x. Wat betreft de invloed van V_g op q_{depl} is dit een zeer goede benadering omdat bij niet al te geringe inversie — d.w.z. als de ladingsdichtheid in het kanaal groter is dan die in de depletielaag — een variatie van V_g de elektronenconcentratie in het kanaal zeer veel sterker beïnvloedt dan de depletielading [7]: eerstgenoemde varieert exponentieel met V_s, terwijl q_{depl} slechts evenredig is met $V_s^{\frac{1}{2}}$, zoals we zagen. Dit betekent dat vanaf een bepaalde waarde van V_g bij verhoging van de stuurspanning de depletielading vrijwel constant blijft, terwijl de beweeglijke lading lineair met V_g toeneemt.

Is $V_d \neq 0$, dan verloopt de potentiaal $V(x)$ in het kanaal van 0 tot V_d, en daarmee ook de over de geïnduceerde N^+-P-overgang aanwezige keerspanning. Deze keerspanning kan nog verhoogd worden door het substraat een extra keerspanning V_b ten opzichte van de toevoerelektrode te geven. De totale depletielading per cm² is dan $a\{V_s + V(x) + V_b\}^{\frac{1}{2}}$ en dus afhankelijk van x. De vergroting van de depletielading door de bijdragen van $V(x)$ en V_b gaat ten koste van de beweeglijke lading $q_{inv}(x)$, daar immers de totale lading gegeven blijft door formule (3). Het directe gevolg hiervan is dat de stroom de verzadiging bereikt bij een afvoerspanning die kleiner is dan $V_g - V_{th}$ en dat de verzadigingswaarde $I_{d\,sat}$ ook kleiner is dan volgt uit verg. (9). Ook de steilheid is dan kleiner en niet meer gelijk aan G_0.

Het gevolg van het aanleggen van V_b is dus dat de hoeveelheid beweeglijke lading verandert, en daarmee verandert ook de stroom. Het substraatcontact kan men derhalve beschouwen als een tweede stuurelektrode. Bij een dotering N van het substraat van 10^{16} per cm³ kan de steilheid bij besturing via het substraat zelfs even groot zijn als die bij besturing via de geïsoleerde stuurelektrode G. Verder vindt men natuurlijk als $V_b \neq 0$ is een andere waarde voor de drempelspanning:

$$V_{th}(V_b) = V_{th}(0) + \{(V_b + 2\,\Phi_F)^{\frac{1}{2}} - (2\,\Phi_F)^{\frac{1}{2}}\}\,a/C_{ox}.$$

Zoals uit (13) blijkt, is q_{depl} evenredig met $N^{\frac{1}{2}}$. De formules (6), (9) en (10) voor resp. I_d, $I_{d\,sat}$ en de steilheid g_m zullen dus beter gelden naarmate N kleiner is, d.w.z. naarmate het silicium minder sterk is gedoteerd; voor $N = 10^{14}$/cm³ is de afwijking al zeer gering. Ondanks de bij sterkere dotering van het substraat optredende afwijkingen van de genoemde formules blijft de steilheid wel bij benadering lineair van V_g afhangen en de verzadigingsstroom $I_{d\,sat}$ kwadratisch.

„*Punch-through*"

Het is hier de plaats om op een storend verschijnsel te wijzen dat bij te hoge afvoerspanning kan optreden, vooral wanneer het substraat zwak gedoteerd is. Naarmate de spanning van de afvoerelektrode ten opzichte van het substraat hoger wordt, wordt de depletiezone rondom de afvoerelektrode breder. Bij MOS-transistors met een kort kanaal komt het voor dat deze zone zo breed wordt dat zij de toevoerelektrode bereikt. Het elektrisch veld in de depletiezone werkt dan rechtstreeks op de ladingdragers in de toevoerdiffusie en deze bewegen zich onder invloed daarvan buiten het kanaal om naar de afvoerelektrode. Dit verschijnsel heet in het Engels *punch-through*. Het stelt een grens aan de mogelijkheid, een MOS-transistor betere hoogfrequenteigenschappen te geven door deze met een korter kanaal uit te voeren; ook beperkt het de uitsturing van de afvoerspanning bij hoogfrequentvermogenstransistors [8].

Samenvatting. Een MOS-transistor is een veldeffecttransistor waarin de stuurelektrode van de halfgeleider (silicium) is geïsoleerd door een SiO_2-laag. Is de halfgeleider van type P, dan zijn aanvoer- en afvoerelektrode sterk gedoteerde zones van type N. De stroom vloeit door een aan het oxide grenzend laagje, het kanaal, waarin het silicium onder invloed van het veld van de stuurelektrode van geleidingstype is veranderd, dus óók van type N is. De ingangsweerstand is zeer hoog (ca. 10^{14} Ω). De stroom-spanningskarakteristiek (stuurspanning constant) vertoont verzadiging, net als bij een vacuümpentode. De steilheid varieert lineair met de stuurspanning en is ongeveer even groot als bij radiobuizen. Is de stuurspanning (absoluut) kleiner dan een zekere drempelspanning, dan vloeit er geen stroom. Deze drempelspanning kan zowel voor een N- als voor een P-transistor positief of negatief zijn. Het gedrag van een MOS-transistor komt beter met bovenstaande beschrijving overeen naarmate het silicium minder sterk gedoteerd is.

[4] G. Klein en H. Koelmans, Active thin film devices, Festkörperprobleme **7**, 183-199, 1967.
[5] R. J. Nienhuis, Een MOS-tetrode met een 1,5 μm lang kanaal voor het UHF-gebied; dit nummer blz. 271.
[6] J. A. van Nielen en O. W. Memelink, The influence of the substrate upon the DC characteristics of silicon MOS transistors, Philips Res. Repts. **22**, 55-71, 1967.
[7] A. S. Grove, B. E. Deal, E. H. Snow en C. T. Sah, Solid-State Electronics **8**, 145, 1965, en T. I. Kamins en R. S. Muller, ibid. **10**, 423, 1967.
[8] Zie het artikel van R. D. Josephy in dit nummer, blz. 262.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De MOS-transistor als versterker van kleine signalen

P. A. H. Hart en F. M. Klaassen

Inleiding

De MOS-transistor is wanneer hij in verzadiging werkt — en dit is de gebruikelijke instelling — een kwadratisch element: de karakteristiek die de afvoerstroom weergeeft als functie van de stuurspanning heeft de vorm van een parabool (zie het voorgaande artikel [1], fig. 2*b*). Kiest men evenwel door het aanleggen van een geschikte voorspanning een werkpunt op de flank van de parabool, dan is voor kleine signalen een nagenoeg lineaire versterking mogelijk — immers, een klein stukje van de flank van de parabool ter plaatse van het werkpunt benadert een rechte lijn.

De zeer hoge ingangsimpedantie die de MOS-transistor bezit, maakt dat hij een aantrekkelijk element is voor toepassing in versterkerschakelingen, en vooral in de ingangstrappen daarvan. Zowel toepassingen in het audiofrequente gebied [2] als bij hoge frequenties [3] komen voor.

Het is voor deze toepassingen noodzakelijk de met de MOS-transistor bij de gegeven frequenties bereikbare versterking en zijn ruiseigenschappen te kennen. Men maakt daartoe gebruik van een weergave van de bouw van de MOS-transistor in de vorm van een netwerk van elektrische elementen (*fig. 1*); het blijkt dat dit netwerk voor een belangrijk frequentiegebied zo sterk vereenvoudigd kan worden dat een hanteerbaar vervangschema ontstaat. Hiervan kan men uitgaan bij het ontwerp van een schakeling waarin de MOS-transistor moet worden opgenomen. Voor meer algemene berekeningen van de maximaal met de MOS-transistor bereikbare versterking is het zinvol dit vervangschema te herleiden tot een voorstelling van de MOS-transistor als lineaire vierpool (of tweepoort), gekarakteriseerd door vier complexe grootheden. Men kan dan gebruik maken van de bestaande algemene theorie aangaande lineaire vierpolen.

De in een MOS-transistor gegenereerde ruis is in hoofdzaak thermische ruis, die ontstaat in het geleidende kanaal. De grootte van deze ruis kan men goed afleiden uit de grootheden van het vervangschema of van de equivalente vierpool. Dit is niet het geval met de flikkerruis, die bij lage frequenties domineert en vermoedelijk te maken heeft met het gedrag van de ladingdragers aan het grensvlak tussen het silicium en het oxide dat het silicium bedekt. Het niveau van de flikkerruis is omgekeerd evenredig met de frequentie; men spreekt daarom ook van $1/f$-ruis. Wij zullen voor de grootte van deze $1/f$-ruis een benaderende uitdrukking geven, waarbij we ons baseren op een bestaande theorie over de oorzaken ervan.

Dr. ir. P. A. H. Hart en dr. F. M. Klaassen, medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

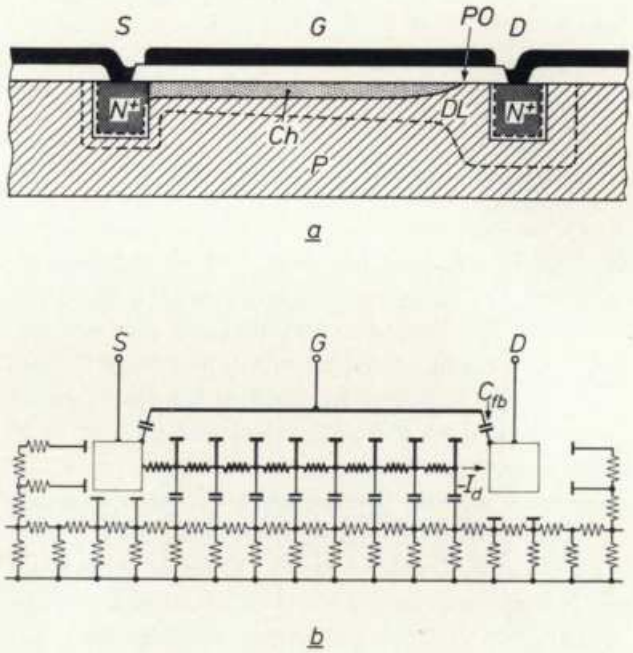


Fig. 1. *a*) Een MOS-transistor met *N*-kanaal in doorsnede. *P* siliciumsubstraat van type *P*. *S* toevoerelektrode van type N^+. *G* stuurelektrode. *D* afvoerelektrode. *Ch* kanaal. *PO* afknijppunt. *DL* depletielaag.
b) Elektrisch model van een MOS-transistor. Het kanaal heeft een verdeelde capaciteit ten opzichte van de stuurelektrode *G*. Deze capaciteit en de weerstand van het kanaal behoren principieel tot het mechanisme van de MOS-transistor en zijn daarom vet getekend. De verdeelde capaciteit van aan- en afvoerelektrode en van het kanaal ten opzichte van het halfgeleidende substraat is een parasitair element, evenals de capaciteiten tussen de toe- en afvoer en de stuurelektrode *G*. De pijl $-I_d$ geeft de bewegingsrichting van de elektronen aan.

Allereerst gaan wij nu nader in op de grootte en de frequentie-afhankelijkheid van de lineaire versterking van de MOS-transistor. Deze zullen wij behandelen aan de hand van het vervangschema en de equivalente lineaire vierpool. De ruis komt in het laatste deel van dit artikel aan de orde.

Lineaire versterking, vervangschema

De beschrijving van de eigenschappen van de MOS-transistor als lineaire versterker valt uiteen in twee

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info

11/14/2023

delen: de ontwikkeling en beschrijving van het vervangschema en een discussie van de versterking en stabiliteit aan de hand van de algemene lineaire vierpooltheorie. De bouw van de MOS-transistor is in fig. 1*a* schematisch weergegeven. We veronderstellen dat de MOS-transistor van silicium van type *P* is gemaakt; in het geleidende kanaal dat door inversie aan het oppervlak ontstaat, geschiedt het ladingtransport dus door elektronen. (Voor het hier volgende betoog maakt het echter geen wezenlijk verschil of er van *P*- of *N*-materiaal uitgegaan is; men moet alleen steeds *P* door *N* vervangen en omgekeerd, en gaten lezen in plaats van elektronen.) In fig. 1*a* stelt *Ch* het kanaal voor, dat zich uitstrekt van de toevoerelektrode *S* tot aan het afknijppunt *PO*. (In het geval dat de MOS-transistor niet in de verzadigingstoestand is ingesteld strekt het kanaal zich uit tot de afvoerelektrode *D*.) In fig. 1*b* is een elektrisch netwerk geschetst dat onmiddellijk uit de bouw van de MOS-transistor voortvloeit. Hierin is het kanaal voorgesteld door een weerstand tussen *S* en *PO*, die via een verdeelde capaciteit met de stuurelektrode is gekoppeld en daarmee een *RC*-kettinglijn vormt. De met $-I_d$ aangeduide pijl geeft de bewegingsrichting aan van de elektronen die door het kanaal worden aangeboden en zich onder invloed van het elektrische veld tussen de afvoer *D* en het punt *PO* door het afgeknepen gedeelte van het kanaal bewegen. Het hele systeem van toevoer, kanaal en afvoer is omgeven door een depletielaag (*DL* in fig. 1*a*) en daardoor, afgezien van een kleine lekstroom, geïsoleerd van het substraat. Het is daar wel capacitief mee gekoppeld. In fig. 1*b* is deze capacitieve koppeling voorgesteld door een verdeelde capaciteit tussen het bedoelde systeem en een weerstandsnetwerk (in dunne lijnen) dat het substraat voorstelt. Ten slotte zal er tussen de toevoer- en de stuurelektrode, evenals tussen de stuurelektrode en de afvoer, nog een spreidingscapaciteit aanwezig zijn ten gevolge van een zekere overlapping van de elektrodes. Die tussen toevoer- en stuurelektrode is vaak te verwaarlozen ten opzichte van de capaciteit tussen kanaal en stuurelektrode; de capaciteit C_{fb} tussen afvoer- en stuurelektrode is van veel belang, daar zij de oorzaak is van een terugkoppeling van het signaal van de afvoerelektrode naar de stuurelektrode.

Het blijkt dat men het netwerk met verdeelde elementen in fig. 1*b* voor een redelijk groot frequentiegebied kan vereenvoudigen tot het netwerk met geconcentreerde elementen dat is weergegeven in *fig. 2*. De weerstand R_1 en de capaciteit C_1 vertolken de impedantie die men aantreft tussen de stuurelektrode *G* en de toevoer *S*. De stroombron *i* — een stroombron geeft per definitie een stroom af waarvan de grootte niet afhangt van de belasting — stelt de wisselstroomcomponent van I_d voor. De polariteit van *i* is zo gekozen dat in de uitdrukking $i = g_m v_{gs}$, die het verband met de wisselspanning v_{gs} op de stuurelektrode aangeeft, de steilheid g_m positief is. De capaciteit C_{fb} stelt de eerder genoemde terugwerkingscapaciteit voor. Om de terugwerking van de afvoer via het substraat op het kanaal te beschrijven zou men parallel met C_{fb} nog een impedantie moeten tekenen, in zijn eenvoudigste vorm bestaande uit een serieschakeling van een weerstand en een capaciteit. Hiervan is afgezien omdat de invloed van C_{fb} meestal overheerst. De weerstand R_2 en de capaciteit C_2 stellen de impedantie van het substraat voor die wordt waargenomen tussen de toe- en de afvoer. Ten slotte is in fig. 2 de weerstand *R* getekend; deze staat niet in direct verband met fig. 1*a* en *b*, maar geeft aan dat de verzadiging van de MOS-transistor niet volkomen is. In de verzadigde toestand neemt

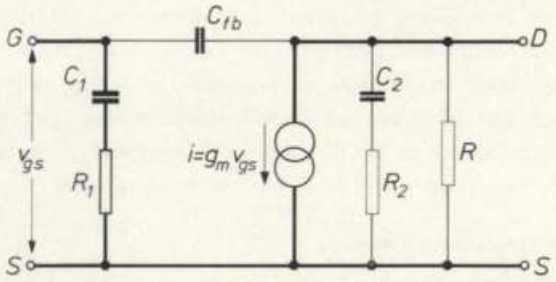


Fig. 2. Vervangschema van de MOS-transistor. Evenals in fig. 1*b* zijn de hoofdelementen van de MOS-transistor vet getekend. Het netwerk van verdeelde capaciteiten en weerstanden, dat in fig. 1*b* stuurelektrode en kanaal weergeeft, is hier tot de serieschakeling van C_1 en R_1 vereenvoudigd, de parasitaire invloed van het substraat wordt vertegenwoordigd door C_2 en R_2.

I_d nog zwak met de afvoerspanning V_d toe. Dit ziet men in fig. 2*a* van het voorafgaande artikel [1]. Daar wordt ook uiteengezet (blz. 222) dat bij een stijging van V_d het kanaal door een verandering van het verloop der veldlijnen korter wordt, en dat dit, omdat de steilheid omgekeerd evenredig met de kanaallengte is, tot een toename van de stroom leidt. Bij lage frequenties is de invloed van *R* groter dan die van R_2 en C_2, bij hoge is het meestal omgekeerd.

Wanneer de MOS-transistor niet in verzadiging is ingesteld, heeft V_d een veel grotere invloed op I_d. In het vervangschema betekent dit dat in plaats van *R* een veel kleinere weerstand moet worden ingevoerd. Nu is voor de MOS-transistor, evenals voor de vacuümtriode, de versterkingsfactor gelijk aan de inwendige weerstand *R* maal de steilheid g_m. Ten gevolge van de kleinere

[1] J. A. van Nielen, Werking en gelijkstroomgedrag van MOS-transistors; dit nummer blz. 217.

[2] R. J. Nienhuis, Geïntegreerde audio-versterkers met hoge ingangsimpedantie en geringe ruis; dit nummer blz. 255.

[3] R. J. Nienhuis, Een MOS-tetrode met een 1,5 µm lang kanaal voor het UHF-gebied; dit nummer blz. 271. Zie ook T. Okumura, De MOS-tetrode, Philips techn. T. **30**, 138-145, 1969 (no. 5).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

inwendige weerstand heeft de onverzadigde MOS-transistor een lagere versterkingsfactor, reden waarom men de MOS-transistor als versterker bij voorkeur in verzadiging instelt. Men kan het verschil tussen de onverzadigde en de verzadigde MOS-transistor vergelijken met dat tussen een triode en een pentode in schakelingen met elektronenbuizen. Met een pentode is, zoals bekend, een grotere versterking bereikbaar.

Nu we de vorm van het vervangschema hebben vastgesteld, zullen we de diverse elementen kwantitatief bespreken. De elementen C_1, R_1 en i zijn essentieel voor de werking van de MOS-transistor en zijn in fig. 1*b* en fig. 2 vet getekend. Alle andere elementen moeten als parasitair beschouwd worden en blijken sterk van de methode van fabricage af te hangen. Omdat C_1 en R_1 in feite een *RC*-kettinglijn voorstellen, is hun waarde bij frequenties die zo hoog zijn dat het kettinglijnkarakter van het enige microns lange kanaal een rol gaat spelen, niet meer constant. Hetzelfde geldt voor de steilheid g_m. Hoewel de aanwezige parasitaire capaciteiten het gebruik van de MOS-transistor bij deze hoge frequenties in de regel onmogelijk maken, heeft het toch zin op deze intrinsieke, aan het mechanisme van de MOS-transistor verbonden beperking van het frequentiegebied wat nader in te gaan.

De essentiële elementen

De differentiaalvergelijkingen die de werking van de MOS-transistor beschrijven wanneer van de parasitaire grootheden wordt afgezien, zijn in ons laboratorium opgelost en numerieke resultaten zijn gepubliceerd [4]. Een uitvoerige bespreking hiervan zou ons te ver voeren, en we volstaan met een weergave van het resultaat.

Wanneer we de frequentieafhankelijkheid van de steilheid g_m tot uitdrukking willen brengen, moeten we voor g_m schrijven (zie formules (7) en (10) van het voorgaande artikel [1]):

$$g_m = \frac{\mu C_{ox} w}{l} V_{sat} H(\omega) = g_{m0} H(\omega); \quad . \quad . \quad (1)$$

hierin is μ de (constant verondersteld) beweeglijkheid van de ladingdragers, l de lengte, w de breedte van het kanaal, C_{ox} de capaciteit per oppervlakte-eenheid van de stuurelektrode ten opzichte van het kanaal en V_{sat} de spanning in punt *PO* van het kanaal ten opzichte van de toevoerelektrode *S*; $H(\omega)$ is een complexe functie van de frequentie, die bij lage frequenties tot 1 nadert. Wanneer er zich geen lading in het oxide bevindt, de oxidelaag relatief dun is (b.v. 0,1 μm) en de onzuiverheidsconcentratie in het substraat voldoende laag is (b.v. $< 10^{14}/cm^3$), dan is $V_{sat} = V_{gs} - V_{th} = V_{gs}'$ (V_{th} is een drempelspanning); in andere gevallen is $V_{sat} < V_{gs}'$ en moet onder inachtneming van deze effecten worden berekend [5]. De hier te geven numerieke benaderingen van H, C_1 en R_1 als functie van de frequentie zijn afgeleid voor het geval dat $V_{sat} = V_{gs}'$. Computerberekeningen tonen evenwel aan dat zij, ook wanneer $V_{sat} < V_{gs}'$ is, nog redelijk goed blijven.

De frequentieafhankelijke functie $H(\omega)$ is in *fig. 3* uitgezet met $\omega\tau$ als parameter; τ is gegeven door $\tau = C/g_{m0}$, waarin C de totale capaciteit van de stuurelektrode ten opzichte van het kanaal is. Men kan τ opvatten als de relaxatietijd van de *RC*-kettinglijn in fig. 1*b*, want, zoals in het voorgaande artikel [1] op blz. 222 is uiteengezet, de totale weerstand van het kanaal is gelijk aan $1/g_{m0}$. We kunnen $H(\omega)$ benaderen met een analytische vorm:

$$H(\omega) \approx \frac{e^{0,104 j\omega\tau}}{1 + 0,164\, j\omega\tau} \approx \frac{1}{1 + 0,267\, j\omega\tau}; \quad . \quad (2)$$

de eerste benadering geldt voor $\omega\tau < 10$, de tweede is goed genoeg als $\omega\tau < 1$ is.

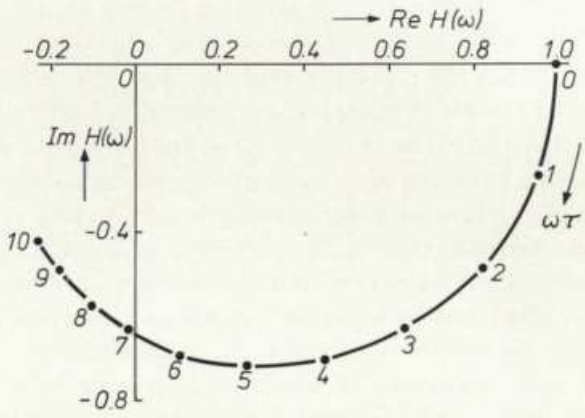


Fig. 3. De complexe functie $H(\omega)$, die de frequentie-afhankelijkheid van de steilheid van de MOS-transistor beschrijft. De grootheid τ is de relaxatietijd van de *RC*-kettinglijn gevormd door stuurelektrode en kanaal.

Niet alleen de steilheid, maar ook R_1 en C_1 hangen af van de frequentie. De afgeleide benaderingen [4] voor $\omega\tau < 10$ zijn:

$$R_1 = 0,2 \frac{1}{g_{m0}} (1 - 10^{-3}\, \omega^2\tau^2), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$C_1 = 0,67\, C\, (1 - 5,8 \times 10^{-3}\, \omega\tau - 1,62 \times 10^{-3}\, \omega^2\tau^2).$$

$$. \quad . \quad . \quad (4)$$

We zien dat R_1 en C_1 bij frequenties beneden b.v. $\omega\tau = 4$ nagenoeg constant zijn en daarboven geleidelijk gaan afnemen. De oorzaak hiervan is dat R_1 en C_1 geconcentreerde elementen zijn die de impedantie van een kettinglijn vertegenwoordigen (fig. 1*b*). Stijgt de frequentie, dan daalt de impedantie van iedere deelcapaciteit, terwijl de kanaalweerstand dezelfde blijft. De wisselstroom die via de stuurelektrode naar de toevoerelektrode vloeit zal dus een steeds kortere weg

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info

11/14/2023

kiezen. Omdat hij aldus een steeds korter stukje van de *RC*-kettinglijn „ziet", zullen de waarden van C_1 en R_1 moeten afnemen.

Ook het gedrag van $H(\omega)$ kan men op deze manier plausibel maken. De wisselstroom i in het kanaal ondervindt een met toenemende frequentie toenemende fazedraaiing, en het effect hiervan wordt nog versterkt doordat met toenemende frequentie de stroom in het kanaal steeds meer in de nabijheid van de toevoerelektrode wordt gemoduleerd en in afnemende mate in de buurt van het afknijppunt.

Er is reeds op gewezen dat pas bij zeer hoge frequenties dit kettinglijnkarakter van het kanaal tot uiting komt ($\omega\tau = 4$ komt bij een bestaande MOS-transistor, die ook later nog als voorbeeld zal worden aangevoerd, overeen met ca. 4 GHz). Voor praktisch gebruik kunnen R_1 en C_1, en dikwijls ook g_m, als frequentie-onafhankelijk worden beschouwd.

Parasitaire elementen

Een voldoende nauwkeurige berekening van de grootte van de parasitaire elementen, die sterk afhangt van de bouw van de MOS-transistor en van de methode van fabricage, is veelal niet mogelijk; doorgaans moeten ze experimenteel bepaald worden. Zo kan men C_{fb} proberen te berekenen door de formule voor de vlakkeplaatcondensator toe te passen op de elkaar overlappende delen van de stuur- en de afvoerelektrode met de oxidelaag als diëlektricum. Is de overlapping relatief groot, dan heeft men aldus een juiste uitdrukking voor C_{fb} gekregen; is de overlapping echter klein, zoals bij transistors die gemaakt zijn met ionenimplantatie [6], dan is deze formule ongeldig, want dan wordt C_{fb} uitsluitend door randeffecten bepaald. In MOS-transistors voor hoge frequenties heeft C_{fb} een waarde van 0,01-1 pF.

Voor R_2 en C_2 vindt men in de praktijk waarden van 50 Ω-10 000 Ω en 0,1-1 pF. Zeer hoge waarden van R_2 en lage voor C_2 kan men bereiken in MOS-transistors die gemaakt zijn in een dunne siliciumlaag op een isolerende drager [7]; het substraat valt dan grotendeels weg. Ditzelfde geldt ook voor de door ionenimplantatie in een zwak gedoteerd substraat gemaakte MOS-transistors; in het zwak gedoteerde silicium ontstaat rondom de afvoer een groot depletiegebied, zodat de invloed van het substraat gering is [6].

Ook de waarde van de inwendige weerstand R laat zich niet exact uit de configuratie van de transistor berekenen. Zoals gezegd heeft R te maken met de verschuiving van het afknijppunt bij verandering van de potentiaal V_d van de afvoerelektrode en is deze verschuiving het gevolg van een verandering in het verloop der veldlijnen in oxidelaag, kanaal en substraat in de omgeving van de afvoerelektrode. De berekening van dit verloop is een tweedimensionaal potentiaalprobleem, waarvoor geen analytische oplossing te geven valt [8] [9]. In de praktijk worden, afhankelijk van de configuratie en van het geleidingsvermogen van het substraat, waarden van R tussen 1 kΩ en 100 kΩ gevonden.

Er zijn voor R enige benaderende formules te geven waarin het verband met de eigenschappen en de instelling van de MOS-transistor tot uitdrukking komt. Is het substraat zwaar gedoteerd dan kan men het gedrag van het afgeknepen deel van het kanaal benaderen met dat van een ééndimensionale *P-N*-overgang waarover de keerspanning $V_{ds} - V_{sat}$ staat [9]. Wanneer het afgeknepen deel van het kanaal nu bovendien kort is vergeleken met de totale kanaallengte l, laat zich de benadering afleiden:

$$R \approx \frac{2l}{g_{m0}\, V_{sat}} \sqrt{\frac{2eN(V_{ds} - V_{sat})}{\varepsilon_{ox}}}.$$

Hierin is e de elementaire lading, N het aantal donors of acceptors per volume-eenheid van het substraat en ε_{ox} de diëlektrische constante van het oxide.

Op licht gedoteerde substraten is de depletiezone rondom de afvoerelektrode veel uitgestrekter. Daar voldoet, als de kanaallengte l niet te groot is ten opzichte van de dikte van de depletielaag, de volgende benadering beter [10]:

$$R \approx \frac{1}{g_{m0}} \frac{l}{h} \frac{\varepsilon_{ox}}{\varepsilon_{Si}} \frac{V_{sat}}{V_{gs}'}.$$

Hier is h de dikte van de oxidelaag en ε_{Si} de diëlektrische constante van het silicium. De invloed van de geometrische verhouding h/l is hier zichtbaar; hoogfrequenttransistors met een kort kanaal hebben een lage inwendige weerstand R.

---

[4] J. A. Geurst, Calculation of high-frequency characteristics of thin-film transistors, Solid-State Electronics **8**, 88-90, 1965. J. A. Geurst en H. J. C. A. Nunnink, Numerical data on the high-frequency characteristics of thin-film transistors, Solid-State Electronics **8**, 769-771, 1965. De vergelijkingen van de MOS-transistor en de dunnelagentransistor zijn identiek, mits de invloed van het substraat verwaarloosd mag worden. Een gemakkelijker te hanteren benaderende oplossing door reeksontwikkeling is gegeven door D. H. Treleaven en F. N. Trofimenkoff, MOS FET equivalent circuit at pinch-off, Proc. IEEE **54**, 1223-1224, 1966. Een nauwkeuriger benadering is onlangs in ons laboratorium uitgewerkt door J. A. van Nielen, A simple and accurate approximation to the high-frequency characteristics of insulated-gate field-effect transistors, Solid-State Electronics **12**, 826-829, 1969 (no. 10).

[5] J. A. van Nielen en O. W. Memelink, The influence of the substrate upon the DC characteristics of silicon MOS transistors, Philips Res. Repts. **22**, 55-71, 1967.

[6] J. M. Shannon, Met ionenimplantatie gemaakte MOS-transistors voor hoge frequenties; dit nummer blz. 278.

[7] J. A. van Nielen, M. J. J. Theunissen en J. A. Appels, MOS-transistors in dunne monokristallijne siliciumlagen; dit nummer blz. 282.

[8] J. A. Geurst, Theory of insulated-gate field-effect transistors near and beyond pinch-off, Solid-State Electronics **9**, 129-142, 1966.

[9] V. G. K. Reddi en C. T. Sah, Source to drain resistance beyond pinch-off in metal-oxide-semiconductor transistors (MOST), IEEE Trans. **ED-12**, 139-141, 1965. Onlangs is een meerdimensionale analyse gepubliceerd door D. Frohman-Bentchkowsky en A. S. Grove, Conductance of MOS transistors in saturation, IEEE Trans. **ED-16**, 108-113, 1969 (no. 1). Zie voor een numerieke berekening H. W. Loeb, R. Andrew en W. Love, Electronics Letters **4**, 352, 1968, en J. E. Schroeder en R. S. Muller, IGFET analysis through numerical solution of Poisson's equation, IEEE Trans. **ED-15**, 954-961, 1968.

[10] S. R. Hofstein en F. P. Heiman, The silicon insulated-gate field-effect transistor, Proc. IEEE **51**, 1190-1202, 1963.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

De *Y*-parameters

Het gedrag van de MOS-transistor kan in meer algemene zin beschreven worden door hem op te vatten als een lineaire actieve vierpool (ook wel tweepoort genoemd; zie *fig. 4*). De MOS-transistor heeft slechts drie aansluitingen, maar kan toch beschouwd worden als een vierpool indien men aanneemt dat in- en uitgang één pool gemeenschappelijk hebben. Wij kiezen de beschrijvingswijze van de vierpool waarbij de stromen I_1 en I_2 aan in- en uitgang worden uitgedrukt in de spanningen V_1 en V_2 over in- en uitgang. De parameters

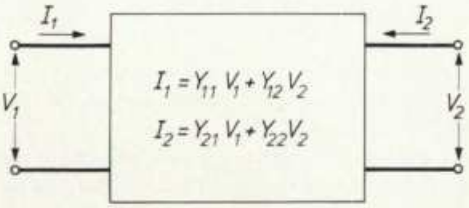


Fig. 4. Een elektrische vierpool wordt volledig beschreven door vier *Y*-parameters.

die de vierpool karakteriseren hebben dan de dimensie van een admittantie en worden met de voor admittanties gebruikelijke letter als *Y*-parameters aangeduid. Deze *Y*-parameters hebben de volgende fysische betekenis: Y_{11} stelt de ingangsadmittantie voor wanneer de uitgang van de vierpool is kortgesloten; Y_{22} is, omgekeerd, de uitgangsadmittantie bij kortgesloten ingang; Y_{21} wordt de overdrachtsadmittantie genoemd en Y_{12} de terugwerkingsadmittantie. In *tabel I* zijn de uit het vervangschema berekende *Y*-parameters gegeven voor de drie mogelijke schakelingen, namelijk met geaarde toevoer, geaarde stuurelektrode of geaarde afvoer. (Om een vergelijking met de bekende schakelingen bij elektronenbuizen te trekken: dit komt overeen met resp. een katodebasisschakeling, een roosterbasisschakeling en een anodebasisschakeling of katodevolger.)

De versterking

Bij actieve vierpolen kan men wat versterkingseigenschappen betreft twee gevallen onderscheiden, nl. stabiele vierpolen en potentieel onstabiele. In het eerste geval is de versterking van de vierpool eindig voor iedere waarde van de admittanties van signaalbron en belasting. In het tweede geval is dit niet zo en zal de versterking oneindig groot worden voor bepaalde combinaties van bron- en belastingsadmittantie; spontaan oscilleren is in dit geval dus mogelijk. (Het reële deel van zowel de bron- als de belastingsadmittantie is steeds positief of nul verondersteld.)

De grootste versterking die men bij stabiele vierpolen door keuze van bron- en belastingsadmittantie kan bereiken, noemt men de *maximale beschikbare vermogensversterking* G_m. De bron- en de belastingsadmittantie zijn daarbij juist gelijk aan de toegevoegd complexe waarde van de in- en de uitgangsadmittantie van de vierpool.

Door Rollett [11] is een handige vorm voor G_m gegeven:

$$G_m = \frac{|Y_{21}|}{|Y_{12}|}\left(k - \sqrt{k^2 - 1}\right), \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

met

$$k = \frac{2\,\mathrm{Re}\,Y_{11}\,\mathrm{Re}\,Y_{22} - \mathrm{Re}\,(Y_{12}Y_{21})}{|Y_{12}Y_{21}|}.$$

Rollett heeft aangetoond dat k uitsluitsel geeft over het al dan niet potentieel onstabiel zijn van de vierpool: is nl. $k \geqslant 1$, dan is de vierpool stabiel; is $k < 1$, dan is de vierpool potentieel onstabiel en verliest (5) zijn betekenis.

Om misverstand te vermijden: een potentieel onstabiele vierpool is verre van onbruikbaar; men moet in verband met de stabiliteit echter wel op de juiste keuze van bron- en belastingsadmittantie letten [12]. Men kan een dergelijke vierpool altijd stabiel maken door het aanbrengen van dempweerstanden aan de in- of de uitgang, bij voorkeur zodanig dat k van de aldus ontstane „nieuwe" vierpool juist één is. In dat geval is G_m

Tabel I. De *Y*-parameters van een MOS-transistor ($\tau_1 = R_1C_1$, $\tau_2 = R_2C_2$).

	geaarde toevoerelektrode	geaarde stuurelektrode	geaarde afvoerelektrode
Y_{11}	$j\omega C_{fb} + \frac{j\omega C_1}{1 + j\omega\tau_1}$	$g_m + \frac{j\omega C_1}{1 + j\omega\tau_1} + \frac{j\omega C_2}{1 + j\omega\tau_2} + \frac{1}{R}$	$j\omega C_{fb} + \frac{j\omega C_1}{1 + j\omega\tau_1}$
Y_{22}	$\frac{1}{R} + j\omega C_{fb} + \frac{j\omega C_2}{1 + j\omega\tau_2}$	$\frac{1}{R} + j\omega C_{fb} + \frac{j\omega C_2}{1 + j\omega\tau_2}$	$\frac{j\omega C_1}{1 + j\omega\tau_1} + \frac{j\omega C_2}{1 + j\omega\tau_2} + \frac{1}{R}$
Y_{12}	$-j\omega C_{fb}$	$-\frac{1}{R} - \frac{j\omega C_2}{1 + j\omega\tau_2}$	$-g_m - \frac{j\omega C_1}{1 + j\omega\tau_1}$
Y_{21}	$g_m - j\omega C_{fb}$	$-g_m - \frac{1}{R} - \frac{j\omega C_2}{1 + j\omega\tau_2}$	$-\frac{j\omega C_1}{1 + j\omega\tau_1}$

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

blijkens formule (5) maximaal en gelijk aan

$$G_{ms} = |Y_{21}|/|Y_{12}| . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

De grootheid G_{ms} noemt men de *onvoorwaardelijk stabiele beschikbare versterking*. (Men kan ook met stabiele vierpolen met $k > 1$ door toevoeging van negatieve weerstanden, b.v. tunneldiodes, een onvoorwaardelijk stabiele vermogensversterking G_{ms} verkrijgen.)

Behalve door het aanbrengen van dempingen kan men stabilisatie bereiken door zg. neutrodynisatie. Daarbij brengt men een zodanige terugkoppeling aan dat de zo gevormde „nieuwe" vierpool een terugwerkingsadmittantie nul vertoont. Uitgedrukt in de Y-parameters van de oorspronkelijke vierpool, is in dit geval de maximale beschikbare versterking

$$G_{mn} = \frac{|Y_{21} - Y_{12}|^2}{4\,\mathrm{Re}\,(Y_{11} - Y_{21})\,\mathrm{Re}\,(Y_{22} - Y_{12})} . \quad . \quad (7)$$

Neutrodynisatie vereist in het algemeen de aanwezigheid van een instelbaar element (veelal een variabele zg. neutrodynecondensator) in de opzettelijk aangebrachte terugkoppelweg. Omdat dit bij in massa gefabriceerde schakelingen en in het bijzonder bij geïntegreerde schakelingen onpraktisch is, wordt neutrodynisatie weinig toegepast. Niettemin wordt G_{mn} in de literatuur dikwijls geciteerd als een soort kwaliteitsgetal van een halfgeleiderelement, dat aangeeft wat in principe met dit element bereikbaar is.

Bij de MOS-tetrode [3] en de met ionenimplantatie gemaakte MOS-transistor [6] is C_{fb}, en bijgevolg Y_{12}, heel klein. Verwaarlozen we Y_{12}, dan wordt de formule voor G_{mn} zeer eenvoudig en gelijk aan die voor G_m:

$$G_{mn} \approx G_m \approx \frac{|Y_{21}|^2}{4\,\mathrm{Re}\,Y_{11}\,\mathrm{Re}\,Y_{22}} . \quad . \quad . \quad (8)$$

Ter illustratie zijn in *fig. 5* berekende waarden van G_m uitgezet voor een bestaande MOS-transistor [13], bedoeld voor toepassing bij hoge frequenties in een schakeling met geaarde toevoer. Om de invloed van C_{fb} te laten zien, zijn de berekeningen uitgevoerd voor vier waarden van C_{fb}, nl. de werkelijke waarde 0,75 pF en de denkbeeldige waarden 0,5 pF, 0,25 pF en 0 pF. In het gebied waar $k < 1$ is, is aangenomen dat stabilisatie door dempingen is bereikt en hier is dus $G_m = G_{ms}$. De overgang van het gebied met $k < 1$ (lage frequenties) naar het gebied waar $k > 1$ is (hoge frequenties), is in de krommen te zien als een knik. G_{ms} is omgekeerd evenredig met de frequentie (zie (6) en tabel I); dit verklaart de helling van de drie curven voor $C_{fb} \neq 0$ links van de knik in fig. 5. Wanneer C_{fb} nul is, geldt voor G_m betrekking (8) en heeft de parameter k geen betekenis. Daarom ontbreekt de knik in

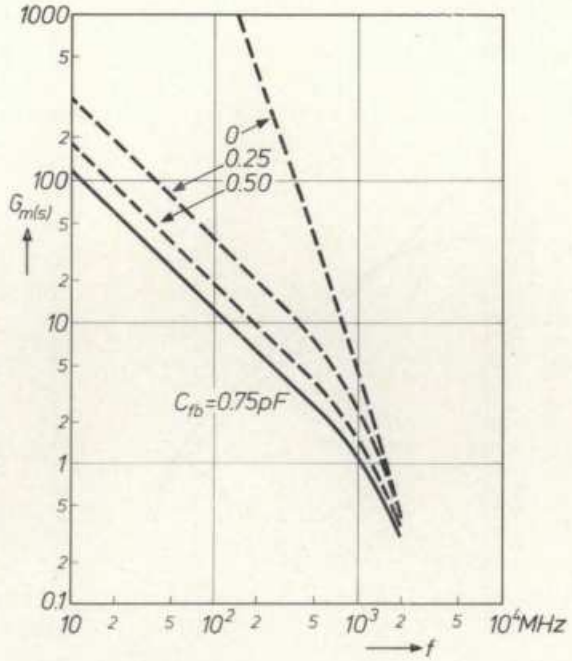


Fig. 5. Berekening van de vermogensversterking van een bestaande hoogfrequent-MOS-transistor. Beneden ca. 1000 MHz is de transistor potentieel onstabiel ($k < 1$) en is de onvoorwaardelijk stabiele beschikbare versterking G_{ms} uitgezet, erboven de maximale beschikbare vermogensversterking G_m. De eigenschappen en de instelling van de transistor zijn: $l = 6$ µm, $w = 740$ µm, de dikte van de oxidelaag $h = 0{,}11$ µm, $I_d = 3$ mA, $g_{mo} = 5{,}8$ mA/V, $C_2 = 0{,}55$ pF, $R_2 = 140$ Ω, $R = 6{,}6$ kΩ. De terugwerkingscapaciteit $C_{fb} = 0{,}75$ pF; om de invloed van C_{fb} te illustreren zijn ook berekeningen uitgevoerd voor de denkbeeldige waarden 0,5 pF, 0,25 pF en 0 pF.

de desbetreffende curve. Uitdrukking (8) is voor lage frequenties $\sim\omega^{-2}$, voor hoge $\sim\omega^{-4}$. De overgang ligt voor de genoemde transistor bij ca. 300 MHz; daarom is het in de figuur afgebeelde stuk van de curve voor $C_{fb} = 0$ zwak gekromd.

De grootte van k als functie van de frequentie is voor het geval dat $C_{fb} = 0{,}75$ pF is aangegeven in *fig. 6* en wel voor twee schakelingen: met geaarde toevoerelektrode (S) en met geaarde stuurelektrode (G). We zien dat in het laatste geval k over het algemeen minder van één afwijkt en dat bij lagere frequenties de versterking lager maar bij hogere hoger uitvalt dan voor een schakeling met geaarde toevoer.

Een technisch bijzonder interessante schakeling krijgt men wanneer men beide genoemde schakelingen combineert en een MOS-transistor met geaarde toevoer in cascade met een MOS-transistor met geaarde stuur-

[11] J. M. Rollett, Stability and power-gain invariants of linear twoports, IRE Trans. **CT-9**, 29-32, 1962.
[12] H. W. Bode, Network analysis and feedback amplifier design, 13e druk, Van Nostrand, Princeton, N.J., 1959.
[13] Deze transistor is ontworpen door J. A. van Nielen, die ons de gegevens ervan ter beschikking stelde.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

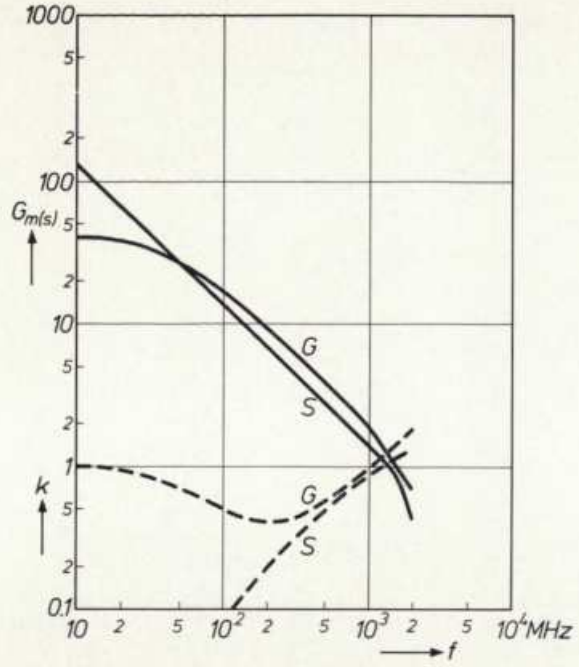


Fig. 6. De vermogensversterking (getrokken lijnen) en k (onderbroken lijnen), berekend voor dezelfde MOS-transistor waarvoor fig. 5 geldt, nu alleen met $C_{rb} = 0{,}75$ pF en in twee schakelingen: met geaarde toevoerelektrode (S) en met geaarde stuurelektrode (G). Waar $k < 1$ is, is stabilisatie van de schakeling nodig; daar is de onvoorwaardelijk stabiele beschikbare versterking G_{ms} uitgezet, elders de maximale beschikbare versterking G_m.

elektrode plaatst. Deze combinatie noemt men cascodeschakeling of, bij een uitvoering in geïntegreerde vorm, MOS-tetrode [3].

De ruis in MOS-transistors

Een beschrijving van de ruis is overzichtelijk te geven wanneer we onderscheid maken tussen het frequentiegebied waar ruis van thermische origine overheerst en het gebied waar $1/f$-ruis domineert. Dit laatste is bij de laagste frequenties het geval; boven een zekere grens is alleen de thermische ruis van belang. Deze grens hangt van een aantal factoren af, zoals de instelling en configuratie van de MOS-transistor en ook het fabricageprocédé.

Thermische ruis

De thermische ruis blijkt in hoofdzaak afkomstig te zijn uit het kanaal, dus van de in fig. 1*b* dik getekende verdeelde weerstand. Omdat deze weerstand geen constante waarde heeft — hij hangt van de aangelegde spanningen af — en omdat hij bovendien capacitief met de stuurelektrode en het substraat is gekoppeld, kan men niet zonder meer de formule van Nyquist voor de thermische ruis op het kanaal in zijn geheel toepassen. Wij hebben om de ruis te berekenen de kanaalweerstand in een groot aantal korte segmentjes verdeeld, voor ieder segmentje de formule van Nyquist toegepast en vervolgens, onder gebruikmaking van de vergelijkingen voor de MOS-transistor, de ruisbijdragen gesommeerd. Deze berekening is gecompliceerd, maar het resultaat is betrekkelijk eenvoudig en gemakkelijk in het vervangschema weer te geven. Het blijkt dat men parallel met de stroombron i in het vervangschema (fig. 2) een ruisstroombron i_n moet aanbrengen en dat het kwadraat van de effectieve waarde van de ruisstroom gegeven wordt door [14]

$$\langle i_n^2 \rangle = 4\,kT\,\alpha\,g_m\,\Delta f, \quad \ldots\ldots \quad (9)$$

met

$$\alpha = \tfrac{1}{2}\,V_{gs}'/V_{sat}.$$

Hierin is k de constante van Boltzmann, T de absolute temperatuur in het kanaal, α een factor die de invloed van het substraat beschrijft (zonder deze invloed is $V_{gs}' = V_{sat}$ en $\alpha = \frac{2}{3}$; meestal is $1 \leqslant \alpha \leqslant 3$) en Δf het frequentie-interval waarbinnen men de ruis wil berekenen.

Behalve de stroombron i_n moet men ook nog een spanningsbron e_{n1} in het vervangschema opnemen, en wel in serie met de weerstand R_1, want de stuurelektrode „ziet" via capacitieve koppeling het kanaal. De grootte van de ruisspanning e_{n1} wordt gegeven door [15]

$$\langle e_{n1}^2 \rangle = 4\,kT\,R_1\,\Delta f.$$

Doordat i_n en e_{n1} dezelfde fysische oorzaak hebben, zullen ze gecorreleerd zijn. Zoals we later zullen zien, is de invloed van de correlatie maar gering.

Een andere ruisoorzaak die men in de MOS-transistor aantreft, is de thermische ruis in het substraat. Men kan deze in rekening brengen door in het vervangschema in serie met R_2 een spanningsbron e_{n2} op te nemen:

$$\langle e_{n2}^2 \rangle = 4\,kT\,R_2\,\Delta f.$$

In de praktijk blijkt echter dat e_{n2} geen rol van betekenis speelt, behalve bij zeer hoge frequentie waar de versterking toch al gering is.

Men kan zich afvragen of er geen hagelruis ontstaat bij het transport van de ladingdragers door het afgeknepen deel van het kanaal. Het experiment wijst evenwel uit dat de grootte van de ruis volledig in overeenstemming is met de verklaring ervan als thermische ruis in het kanaal. Zou er ruis ontstaan bij het ladingtransport door het afgeknepen traject dan zou de gemeten ruis een orde groter moeten zijn. Bovendien is het optreden van hagelruis niet waarschijnlijk, omdat de ladingdragers op dit traject evenmin als bij de basis-collectorovergang in een transistor een potentiaalbarrière behoeven te overwinnen.

De lekstromen naar de stuurelektrode en het substraat zijn uiterst klein ($< 10^{-14}$ A); hun ruisbijdrage is verwaarloosbaar.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De equivalente ruisweerstand en de ruisfactor

In principe is met de ruisbronnen i_n, e_{n1} en e_{n2} de thermische ruis van de MOS-transistor volledig beschreven. Om een beschrijving in meer algemene zin te geven en om gemakkelijker te kunnen vergelijken met andere versterkende elementen stelt men, net als bij de Y-parameterbeschrijving, de MOS-transistor voor als een lineaire ruisvrije actieve vierpool, en brengt men de in de MOS-transistor opgewekte ruis in rekening door het aanbrengen van denkbeeldige uitwendige ruisbronnen. Men kan bewijzen [16] dat het in het algemeen nodig en voldoende is *twee* bronnen in te voeren, b.v. een spanningsbron E in serie met de ingang en een stroombron J ermee parallel. Ook andere configuraties zijn mogelijk, b.v. een stroombron parallel met de ingang en een stroombron parallel met de uitgang. In het algemeen zullen deze bronnen met elkaar gecorreleerd zijn.

Verwaarlozen we de ruisbron e_{n2}, dan worden E en J gegeven door

$$E = i_n/g_m \qquad \ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

en

$$J = Y_{11}(e_{n1} + i_n/g_m). \qquad \ldots \quad (11)$$

Wanneer de impedantie van de signaalbron veel kleiner is dan de ingangsimpedantie $1/Y_{11}$ van de MOS-transistor, speelt J (evenals bij veldeffecttransistors met P-N-overgang en elektronenbuizen) geen rol van betekenis en bepaalt alleen E de signaal-ruisverhouding. Dit is bij lage frequenties — zeker in het audiogebied en ook daarboven dikwijls nog — het geval; is C_1 b.v. 1,5 pF dan is de ingangsimpedantie van een MOS-transistor bij 1 MHz in absolute waarde nog omstreeks 10^5 Ω. Het is dan gebruikelijk de ruisspanning E voor te stellen als afkomstig van een denkbeeldige weerstand aan de ingang van de MOS-transistor, de zg. equivalente ruisweerstand R_n, gedefinieerd door

$$\langle E^2 \rangle = 4\,kT_0R_n\Delta f, \qquad \ldots \quad (12)$$

waarin $T_0 = 290$ °K. Het is noodzakelijk hierbij een waarde T_0 voor de temperatuur van de MOS-transistor en van de weerstand vast te leggen, omdat de thermische ruis van de MOS-transistor op een geheel andere wijze met de temperatuur varieert dan die van een weerstand. Uit de formules (9), (10) en (12) volgt dat

$$R_n = \alpha/g_m.$$

De ruisweerstand van de MOS-transistor is dus omgekeerd evenredig met de steilheid; voor een gegeven MOS-transistor is α immers een constante. Dat houdt in dat de ruisweerstand samenhangt met de stroominstelling. De steilheid g_m neemt namelijk toe als de stroom groter wordt (zie betrekking (1), waaruit de evenredigheid van de steilheid met de stuurspanning blijkt). De samenhang met de stroominstelling is te zien aan de in *fig. 7* weergegeven metingen aan een laagfrequent-MOS-transistor: voor $f > 30$ kHz daalt R_n met toenemende I_d. Het frequentiegebied beneden $f = 30$ kHz is het gebied waar flikkerruis domineert; hierop komen we straks terug. Uit de metingen volgt dat bij deze transistor $\alpha = 1{,}1$ is.

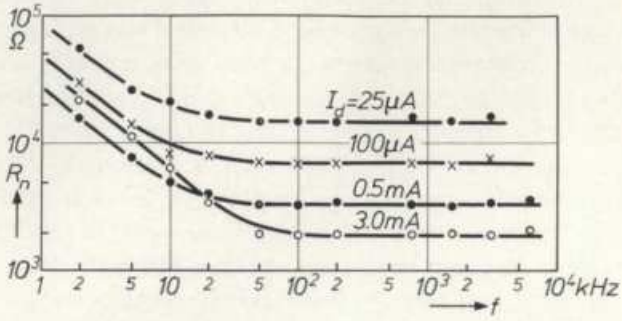


Fig. 7. De equivalente ruisweerstand R_n van een laagfrequent-MOS-transistor als functie van de frequentie f. Beneden 30 kHz gaat de $1/f$-ruis domineren. De ruisweerstand R_n neemt af wanneer de stroom I_d en daarmee de steilheid van de MOS-transistor groter wordt.

Wanneer ook de ruisbron J een belangrijke rol gaat spelen kan men de ruis niet meer met een enkele ruisweerstand vertolken. Dit is bij hoge frequenties het geval; daar maakt men liever van het ruisgetal gebruik. Het ruisgetal F van een vierpool wordt gedefinieerd door de uitdrukking

$$F = \frac{P_{n0} + P_{n1}}{P_{n0}}.$$

Hierin is $P_{n0} + P_{n1}$ het totale ruisvermogen aan de uitgang in een smalle frequentieband Δf. P_{n0} is de bijdrage van de thermische ruis van de impedantie Z_1 van de signaalbron die tussen de ingangsklemmen is aangesloten; verondersteld wordt daarbij dat de temperatuur van Z_1 290 °K is. P_{n1} is dus het gedeelte van de uitgangsruis dat door de vierpool wordt toegevoegd [17]. Het ruisgetal is een functie van de signaalbronimpedantie en heeft voor een bepaalde waarde daarvan een minimum F_{min}. Voor een MOS-transistor

[14] F. M. Klaassen en J. Prins, Thermal noise of MOS transistors, Philips Res. Repts. **22**, 505-514, 1967.
[15] F. M. Klaassen en J. Prins, Noise of field-effect transistors at very high frequencies, IEEE Trans. **ED-16**, 952-957, 1969 (no. 11).
[16] A. G. Th. Becking, H. Groendijk en K. S. Knol, The noise factor of four-terminal networks, Philips Res. Repts. **10**, 349-357, 1955.
[17] P. A. H. Hart, Standaardruisbronnen, Philips techn. T. **23**, 284-301, 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

op een temperatuur van 290 °K blijkt bij zeer goede benadering [15] te gelden:

$$F_{\min} = 1 + 2\beta^{\frac{1}{2}}\,\omega/\omega_0 + 2\beta\,(\omega/\omega_0)^2,$$

met

$$\beta = R_1/R_n \quad \text{en} \quad \omega_0 = (R_n C_1)^{-1}.$$

Bij hoekfrequenties boven ω_0 gaat $F_{\min}$ dus kwadratisch met de frequentie toenemen [18].

Metingen van het minimumruisgetal $F_{\min}$ bij een aantal frequenties zijn in *fig. 8* uitgezet. Deze metingen zijn verricht aan ongeveer dezelfde MOS-transistor als waarvoor de berekende curven van fig. 5 gelden; het blijkt uit die figuur, dat de vermogensversterking van de transistor bij ca. 1 GHz tot 1 is afgenomen. Het gebied van toepassing ligt dus daarbeneden en in fig. 8 ziet men met welke ruisgetallen men dan te maken krijgt. Berekent men voor deze transistor $F_{\min}$ met bovenstaande formule, dan verkrijgt men de getrokken curve; deze blijkt nagenoeg met de meetpunten samen te vallen.

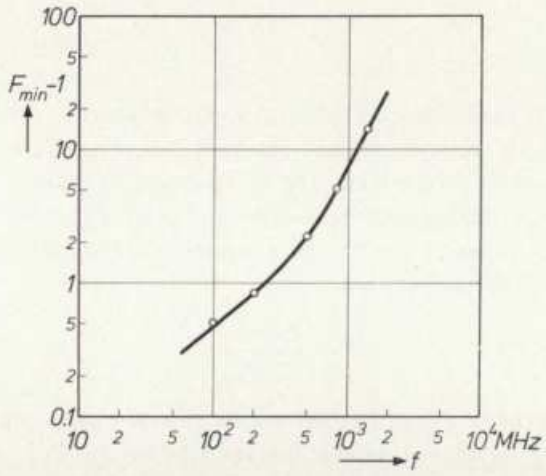


Fig. 8. Metingen en berekend frequentieverloop van het bij optimale signaalbronadmittantie geldende ruisgetal $F_{\min}$ van de MOS-transistor van fig. 5 en 6. De berekening maakt behalve van de onder fig. 5 vermelde gegevens gebruik van de volgende: $C_1 = 1{,}5$ pF; $\beta = R_1/R_n = 0{,}2$.

Ruis bij lage frequenties

Van de $1/f$-ruis, die bij lage frequenties domineert, bestaat nog geen definitieve gedetailleerde theorie. Men veronderstelt, dat deze ruis ontstaat doordat ladingdragers uit het kanaal via een tunnelproces in vangplaatsen in de oxidelaag terechtkomen en daar tijdelijk vastgehouden worden [19]. De fluctuatie in het aantal vrije ladingdragers in het kanaal uit zich als een stroomfluctuatie ΔI_d, waarvoor, uitgaande van de genoemde veronderstelling, kan worden afgeleid:

$$\langle \Delta I_d^2 \rangle = \frac{\gamma(N_s) e \mu}{l^2} \frac{\mathrm{d}f}{f} I_d V_d. \quad \ldots \quad (13)$$

Hierin is γ een empirische, met het aantal vangplaatsen N_s variërende constante en e de elementaire lading. Tot op zekere hoogte wordt γ bepaald door het vervaardigingsprocédé van de MOS-transistor. De evenredigheid van $\langle \Delta I_d^2 \rangle$ met het produkt $I_d V_d$ is experimenteel bevestigd [20].

Men kan op basis van (13), evenals dat bij de thermische ruis is gedaan, een equivalente ruisweerstand definiëren. Deze is hier een functie van de frequentie; we zullen hem aanduiden als R_{nf}. Beperken we ons tot het praktische geval van een in verzadiging werkende MOS-transistor, dan is

$$R_{nf} = c_n \frac{h V_{sat}}{w l} \frac{1}{f}, \quad \ldots \quad (14)$$

waarin h de dikte van de oxidelaag is en

$$c_n = e\gamma(N_s)/8\,kT_0\varepsilon_{ox}.$$

In c_n is een aantal constanten samengebracht (ε_{ox} is de diëlektrische constante van het oxide). Voor verschillende MOS-transistors die volgens hetzelfde procédé zijn vervaardigd heeft c_n dezelfde waarde, zodat R_n dan alleen evenredig is met de geometrische factor h/wl [21]. (Een voorwaarde is dat telkens bij dezelfde waarde van V_{sat} wordt gemeten, niet alleen omdat V_{sat} in de teller van (14) voorkomt, maar ook omdat $\gamma(N_s)$ met V_{sat} varieert.) Het blijkt experimenteel dat c_n in eerste benadering vrijwel evenredig met N_s is [22]. Bij N-kanaaltransistors met een kleiner aantal vangplaatsen dan $10^{10}/\mathrm{cm}^2$ zijn, afhankelijk van het vervaardigingsprocédé, voor c_n waarden tussen 10^8 $\mathrm{mA}^{-1}\,\mathrm{s}^{-1}$ en 5.10^8 $\mathrm{mA}^{-1}\,\mathrm{s}^{-1}$ gevonden.

Men ziet uit (14) dat een kleine kanaallengte, zoals voor hoogfrequenttransistors vereist is, leidt tot een grote flikkerruis, zodat deze categorie van MOS-transistors relatief veel flikkerruis zal vertonen.

Om de grens aan te geven van het laagfrequente gebied waarin de flikkerruis van belang is, definiëren we een overgangsfrequentie f_0, waarbij de flikkerruis even groot is als de thermische ruis.

[18] Voor een numerieke berekening zie F. M. Klaassen, A computation of the high-frequency noise quantities of a MOS-FET, Philips Res. Repts. **24**, 559-571, 1969 (no. 6).

[19] A. L. McWhorter, $1/f$ noise and germanium surface properties, in: Semiconductor surface physics, red R. H. Kingston, University of Pennsylvania Press 1957, blz. 207-228.
N. St. J. Murphy, F. Berz en I. Flinn, De beweeglijkheid van ladingdragers in MOS-transistors; dit nummer blz. 247.

[20] I. Flinn, G. Bew en F. Berz, Low frequency noise in MOS field effect transistors, Solid-State Electronics **10**, 833-845, 1967.

[21] Voor een experimentele bevestiging zie F. M. Klaassen, On the geometrical dependence of $1/f$ noise in MOS transistors, Philips Res. Repts. **25**, 171-174, 1970 (no. 3).

[22] G. Abowitz, E. Arnold en E. A. Leventhal, Surface states and $1/f$ noise in MOS transistors, IEEE Trans. **ED-14**, 775-777, 1967.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

Er bestaat geen correlatie tussen deze twee, zodat de totale ruis voorgesteld kan worden als afkomstig van een totale ruisweerstand $R_{nt} = R_n + R_{nf}$. Bij f_0 zijn R_n en R_{nf} even groot, zodat

$$R_{nt} = R_n (1 + f_0/f).$$

Men kan voor de overgangsfrequentie f_0 een uitdrukking afleiden:

$$f_0 = \frac{c_n \mu \varepsilon_{ox} V_{sat}^2}{\alpha l^2}.$$

De overgangsfrequentie hangt, zoals uit deze formule blijkt, kwadratisch van de kanaallengte af. Bij de waarden $c_n = 1{,}0.10^8$ $mA^{-1} s^{-1}$, $\mu = 6.10^{-2}$ $m^2V^{-1}s^{-1}$, $\varepsilon_{ox} = 3{,}6\varepsilon_0$, $V_{sat} = 1{,}5$ V, $\alpha = 1{,}1$ berekent men, als $l = 12$ μm is, een overgangsfrequentie van 3 MHz, als $l = 120$ μm is een overgangsfrequentie van 30 kHz. Dit laatste geval komt overeen met de laagfrequenttransistor van fig. 7 (in het bijzonder de curve voor $I_d = 3$ mA).

Samenvatting: De MOS-transistor kan bij instelling op de flank van zijn parabolische karakteristiek als lineaire versterker van kleine signalen gebruikt worden. Een vervangschema, bestaande uit geconcentreerde elementen, kan uit de bouw van de MOS-transistor worden afgeleid. Het kettinglijnkarakter van het kanaal leidt evenwel bij hoge frequenties tot verandering van de waarden der ingangselementen en van de steilheid; hiervoor worden numerieke uitdrukkingen gegeven. Bij de frequenties waartoe parasitaire capaciteiten het gebruik van de MOS-transistor beperken is deze frequentieafhankelijkheid veelal nog niet van praktisch belang. Aan de hand van een algemene vierpoolvoorstelling van de MOS-transistor worden de maximale beschikbare vermogensversterking en een stabiliteitscriterium berekend. De ruis van de MOS-transistor is boven een overgangsfrequentie f_0 in hoofdzaak thermische ruis, waarvan de grootte door een equivalente ruisweerstand, of bij hoge frequenties door een ruisgetal, wordt aangegeven. Beneden f_0 overweegt $1/f$-ruis; ook deze laat zich door een equivalente ruisweerstand voorstellen. Voor beide ruisweerstanden en het ruisgetal, alsmede voor f_0, kunnen uitdrukkingen worden gegeven waaruit het verband met geometrie en eigenschappen van de MOS-transistor blijkt.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

Enige problemen uit de MOS-technologie

J. A. Appels, H. Kalter en E. Kooi

Inleiding

Het is de opgave van hen die zich met de technologie van de MOS-transistor bezighouden, MOS-transistors en geïntegreerde MOS-schakelingen te vervaardigen met bepaalde voorgeschreven eigenschappen, met een stabiel gedrag en liefst ook met een geringe uitval tijdens de produktie. De gestelde eisen zijn bepalend voor de verschillende stappen van de vervaardiging: het geometrisch ontwerp, de keuze en de uitvoering van de oxidatie-, ets-, diffusie- en andere processen waarin een MOS-transistor tot stand komt [1]. Op enige problemen hierbij gaan wij in dit artikel in: wij zullen daarbij de bouw en werking van de MOS-transistor, elders in dit nummer behandeld [2], in grote lijnen bekend veronderstellen.

De steilheid van de MOS-transistor is een belangrijk voorbeeld van een eigenschap die door geometrisch ontwerp en technologische procédés wordt bepaald. In het aangehaalde artikel [2] is afgeleid dat de steilheid — en daarmee de stroom die de transistor bij de maximaal toelaatbare stuurspanning kan voeren — evenredig is met

$$\beta = \mu C_{ox} w/l. \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Hierin is μ de beweeglijkheid der ladingdragers in het kanaal en C_{ox} de capaciteit per oppervlakte-eenheid van de stuurelektrode ten opzichte van het kanaal; de grootheden w en l zijn resp. de breedte en de lengte van het kanaal (*fig. 1*).

De beweeglijkheid μ is afhankelijk van het halfgeleidermateriaal waarin men de MOS-transistor maakt. Hiervoor wordt om praktische redenen vrijwel altijd silicium gekozen. Een van deze redenen is, dat men op silicium op eenvoudige wijze door oxidatie goed isolerende lagen kan aanbrengen. Weliswaar kunnen zich aan het grensvlak van Si en SiO_2 stoorcentra bevinden, maar men heeft geleerd de aard en concentraties van deze storingen in de hand te houden en er zelfs de eigenschappen van een MOS-transistor in een gewenste richting mee te beïnvloeden. Een groot gedeelte van dit artikel zal over het grensvlak tussen Si en SiO_2 gaan.

In het inwendige van het silicium is de beweeglijkheid μ als een materiaalconstante te beschouwen. Aan het oppervlak is de beweeglijkheid in de regel aanmerkelijk kleiner dan in het inwendige. Niet alleen kunnen de genoemde stoorcentra hier invloed hebben op de beweeglijkheid, maar het blijkt ook dat μ afneemt bij toenemende stuurspanning en dus afhankelijk is van de grootte der in het kanaal geïnduceerde lading. Op grond van nauwkeurige fysische beschouwingen valt dit ook te verwachten [3].

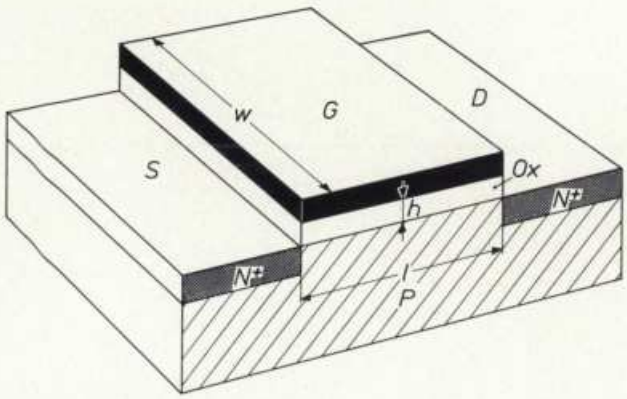


Fig. 1. Schematische voorstelling van een MOS-transistor, gemaakt op een siliciumsubstraat van type *P*. Twee rijk gedoteerde N^+-diffusies fungeren als toevoerelektrode *S* en als afvoerelektrode *D*. Tussen beide in is, door een oxidelaag *Ox* van het substraat geïsoleerd, een metalen stuurelektrode *G* aangebracht, waaronder, als *G* voldoende positief is, een zodanige concentratie van vrije elektronen ontstaat dat er een geleidend kanaal van type *N* tussen toevoer en afvoer wordt gevormd. Dit kanaal heeft de lengte l en de breedte w. Deze afmetingen zijn, samen met de dikte h van het oxide, in hoge mate bepalend voor de eigenschappen van de MOS-transistor.

Het blijkt verder, dat de beweeglijkheid aan het oppervlak afhankelijk is van de kristaloriëntatie. Voor elektronen is een (100)-siliciumoppervlak het gunstigst; de waarde van μ kan dan zelfs die in het inwendige van het kristal benaderen. Voor de beweeglijkheid van gaten is de (111)-oriëntatie het gunstigst; de beweeglijkheid van gaten is evenwel aanmerkelijk lager dan die van elektronen. Uit het oogpunt van maximale steilheid, dus maximale beweeglijkheid, is een *N*-kanaal-transistor op een siliciumplaatje waarvan het oppervlak een (100)-vlak is, derhalve de beste keus.

Wil men een grote waarde van β bereiken, dan moet

J. A. Appels, drs. H. Kalter en dr. E. Kooi, medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

voorts C_{ox} groot zijn (zie verg. 1). Men maakt daarom de oxidelaag onder de stuurelektrode zo dun mogelijk. De minimale dikte wordt vooral voorgeschreven door de doorslagveldsterkte (ca. 10^3 V/μm); de praktijkwaarden liggen veelal tussen 0,05 en 0,25 μm.

Aan de breedte w van het kanaal wordt in principe een bovengrens gesteld door de afmetingen van de siliciumplaatjes, en natuurlijk neemt de kans op een fout toe met toenemende w. Een breedte van enige millimeters is vrij gemakkelijk bereikbaar; met kunstgrepen kan men komen tot een breedte van enige centimeters [4].

De lengte l van het kanaal kan men niet zeer klein maken zonder daarmee de kans te lopen op het optreden van een stroom tussen toe- en afvoergebied buiten het kanaal om („punch-through"). Meestal bedraagt de lengte l enige microns; met speciale methodes kan men tot ca. 1 μm komen. Een zeer geringe lengte is vooral van belang voor MOS-transistors voor het UHF-gebied [5].

In snelle transistors spelen, behalve de grootheid β, de parasitaire capaciteiten een belangrijke rol. De schadelijkste parasitaire capaciteit is meestal de terugwerkingscapaciteit tussen afvoer- en stuurelektrode [6]. Deze capaciteit hangt af van de mate waarin deze elektrodes elkaar overlappen; wil men haar klein maken, dan stuit men op het probleem van het met uiterste precisie in register brengen van de stuurelektrode op het kanaalgebied. Er zijn daarvoor enige handige methodes, die we in dit artikel zullen bespreken.

Wanneer we geïntegreerde schakelingen met MOS-transistors maken, beperken vooral ook de parasitaire capaciteiten tussen de bedrading en het substraat de snelheid van de schakeling. Men brengt daarom onder de bedrading dikke oxidelagen aan, terwijl de oxidelagen op de actieve gebieden van de MOS-transistors dun moeten zijn. Hiermee tracht men tegelijkertijd het ontstaan van parasitaire MOS-transistors te voorkomen; deze worden gevormd wanneer, bij aanleggen van een spanning op een geleider, in het substraat eronder een geleidend kanaal wordt geïnduceerd. De metallisering moet bij de overgang van het dikke naar het dunne oxide een stap maken; deze stap blijkt vaak een zwakke plek te zijn. Wij hebben een procédé ontwikkeld waarbij het dikke oxide dieper in het siliciumsubstraat ingebed wordt, zodat aan het oppervlak geringere hoogteverschillen overblijven. Ook dit zg. LOCOS-procédé („local oxidation of silicon") zullen we in dit artikel beschrijven.

We gaan nu over tot een nadere beschouwing van het grensvlak van silicium en siliciumdioxide. De daar aanwezige stoorcentra hebben, naast de contactpotentiaal van het stuurelektrodemetaal en de dotering van het substraat, een grote invloed op de drempelspanning, d.i. de drempelwaarde van de stuurspanning, nodig om een kanaal te vormen [2]. In feite kan de invloed van de stoorcentra veel groter zijn dan van de contactpotentiaal en de substraatdotering; zij kunnen verschuivingen van de drempelspanning over tientallen volts teweegbrengen, terwijl de verschillen in contactpotentiaal tussen verschillende metalen en de in de praktijk bruikbare variatie van de substraatdotering slechts verschuivingen van enige volts opleveren. De aanwezigheid van beweeglijke ionen kan bovendien een langzame verschuiving van de drempelspanning ten gevolge hebben. Het beheersen van de drempelspanning en het waarborgen van de stabiliteit ervan bepalen voor een groot deel de te volgen technologie.

Het grensvlak tussen silicium en siliciumdioxide

Wij pretenderen niet een volledige beschrijving te geven van het grensvlak tussen silicium en siliciumdioxide, maar geven hier een eenvoudig model, waarmee althans een groot aantal experimentele resultaten verklaard kan worden en dat ook bruikbaar is gebleken om kwalitatief het gedrag van het systeem $Si\text{-}SiO_2$ te voorspellen uit de procescondities waaronder het tot stand gekomen is. We onderscheiden in dit model twee soorten stoorcentra:

a) „oppervlaktetoestanden" — centra die lading kunnen uitwisselen met het silicium; men kan dit fysisch beschrijven met quantumtoestanden waarvan het energieniveau tussen de valentie- en de geleidingsband ligt;
b) oxidelading — vaste positieve ladingen (geïoniseerde donors) nabij het grensvlak en vermoedelijk in het oxide. We zullen beide achtereenvolgens de revue laten passeren.

Oppervlaktetoestanden

Waar aan het oppervlak van een siliciumplaatje het kristalrooster plotseling ophoudt, kan men een groot aantal onverzadigde siliciumbindingen verwachten, dat wil zeggen in de buitenste laag siliciumatomen heeft ieder atoom in principe een ongepaard elektron (*fig. 2a*). Daar er ongeveer 10^{15} Si-atomen per cm^2 aan het oppervlak zitten, zou men aan een „schoon" oppervlak ongeveer hetzelfde aantal onverzadigde bin-

[1] Van foto-ets- en diffusieprocédés vindt men een inleidende beschrijving in A. Schmitz, Kristalschakelingen, Philips techn. T. **27**, 152-159, 1965/66.
[2] J. A. van Nielen, Werking en gelijkstroomgedrag van MOS-transistors; dit nummer blz. 217.
[3] N. St. J. Murphy, F. Berz en I. Flinn, De beweeglijkheid van ladingdragers in MOS-transistors; dit nummer blz. 247.
[4] R. D. Josephy, MOS-transistors als vermogensversterkers in de HF-band; dit nummer blz. 262.
[5] R. J. Nienhuis, Een MOS-tetrode met een 1,5 μm lang kanaal voor het UHF-gebied; dit nummer blz. 271.
[6] P. A. H. Hart en F. M. Klaassen, De MOS-transistor als versterker van kleine signalen; dit nummer blz. 224.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dingen verwachten. Is het silicium geoxideerd, zoals in het geval dat wij beschouwen, dan is het aantal onverzadigde bindingen natuurlijk geringer, maar niet gelijk nul, want het Si- en het SiO_2-netwerk zullen waarschijnlijk niet precies op elkaar passen (fig. 2*b*). We willen nu nagaan wat de elektrische invloed kan zijn van de onverzadigde siliciumbindingen.

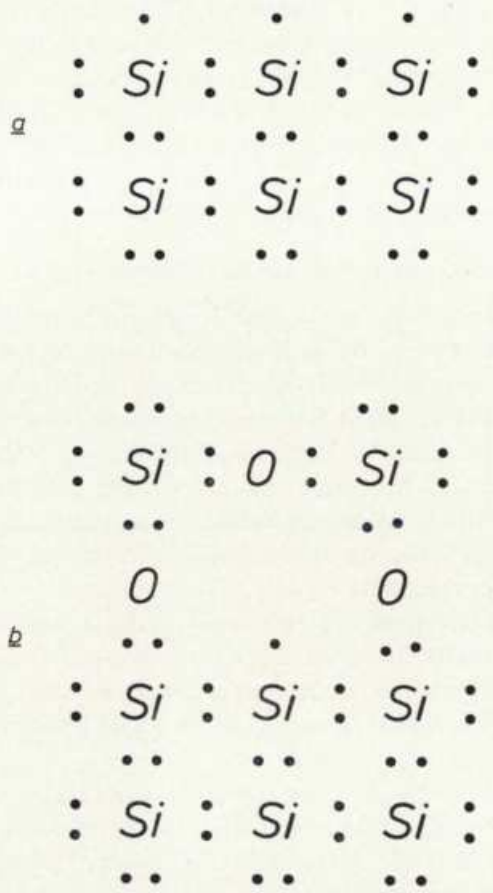


Fig. 2. *a*) Kristalrooster van silicium. Aan het oppervlak van het kristal (in de figuur boven) heeft ieder atoom in principe een ongepaard elektron. *b*) Waar het Si-kristal aan het oppervlak bedekt is met SiO_2, passen de roosters van beide stoffen niet precies op elkaar. Daardoor blijven hier en daar Si-bindingen onverzadigd.

Het is zeer waarschijnlijk dat het minder energie zal kosten om een ongepaard dan om een gepaard valentie-elektron naar de geleidingsband te brengen, dat wil zeggen: het ongepaarde elektron bezet een energieniveau dat in de verboden zone ligt. Een Si-atoom waaraan zo'n elektron gebonden is, kan dit elektron afstaan of een gat opnemen, in beide gevallen wordt het zelf positief geladen (*fig. 3*):

$$:\dot{\underset{\cdot\cdot}{\mathrm{Si}}}: \rightleftarrows :\overset{+}{\underset{\cdot\cdot}{\mathrm{Si}}}: + e^- , \qquad (2)$$

$$e^+ + :\dot{\underset{\cdot\cdot}{\mathrm{Si}}}: \rightleftarrows :\overset{+}{\underset{\cdot\cdot}{\mathrm{Si}}}: . \qquad (3)$$

Hebben we bij voorbeeld te maken met *P*-silicium, dan zijn er veel gaten en verschuiven de evenwichten (2) en (3) naar rechts. Is dan bovendien de energiesprong $E_{ss} - E_v$ klein, dan zal een aantal gaten uit het silicium gevangen kunnen worden en is dientengevolge de gatengeleiding dicht bij het oppervlak van het kristal minder goed dan in het inwendige.

Het is denkbaar dat de onverzadigde siliciumbindingen, behalve als donors van elektronen of vangplaatsen van gaten, ook kunnen fungeren als vangplaatsen van elektronen. Door vangst van een elektron gaat een Si-atoom met een ongepaard elektron immers over in een atoom met acht elektronen in de buitenste schil, de edelgasconfiguratie:

$$:\dot{\underset{\cdot\cdot}{\mathrm{Si}}}: + e^- \rightleftarrows :\overset{-}{\underset{\cdot\cdot}{\mathrm{Si}}}: . \qquad (4)$$

Men kan deze werking ook beschouwen als het afgeven van een gat:

$$:\dot{\underset{\cdot\cdot}{\mathrm{Si}}}: \rightleftarrows :\overset{-}{\underset{\cdot\cdot}{\mathrm{Si}}}: + e^+, \qquad (5)$$

en concluderen dat het desbetreffende energieniveau in de verboden zone moet liggen.

Uit velerlei metingen [7] is gebleken, dat er inderdaad energieniveaus in de verboden zone voorkomen en dat men hierin globaal twee groepen kan onderscheiden: een groep in de buurt van de geleidingsband — dit zijn waarschijnlijk acceptorniveaus — en een nabij de valentieband — waarschijnlijk donorniveaus. Afhankelijk van de bij de metingen aangelegde spanningen bestaat er aan het grensvlak Si-SiO_2 een neiging tot een elektronen- of een gatenconcentratie; bij een hoge elektronenconcentratie treden de stoorcentra in hoofdzaak als acceptor op, bij een hoge gatenconcentratie in hoofdzaak als donor. De aantallen acceptors bij de ene meting blijken altijd ten naaste bij gelijk te zijn aan de aantallen donors bij een andere meting; dit maakt onze veronderstelling aannemelijk, dat het in beide gevallen om dezelfde stoorcentra gaat.

De veronderstelling dat de centra met onverzadigde siliciumbindingen te maken hebben, maakt het begrijpelijk, dat het aantal oppervlaktetoestanden afhangt van de kristaloriëntatie van het siliciumoppervlak. Is dit een (111)-vlak, dan zijn er meestal 3 à 5 maal zoveel oppervlaktetoestanden als op een (100)-vlak. Dit suggereert dat het oxidenetwerk beter op een (100)-kristalvlak past dan op een (111)-vlak. Andere kristaloriëntaties geven een aantal oppervlaktetoestanden dat tussen die van het (100)- en het (111)-vlak in ligt.

De wijze waarop de oppervlaktetoestanden de eigenschappen van een MOS-transistor kunnen beïnvloeden, willen we demonstreren aan de hand van een aantal experimentele transistors op een substraat van *P*-silicium, met een kanaal dus van het type *N*. Dit kanaal zou geïnduceerd moeten worden door het aanleggen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van een positieve spanning op de stuurelektrode. Aangezien hierdoor de concentratie van gaten nabij het siliciumoppervlak afneemt terwijl de elektronenconcentratie toeneemt, verschuiven de evenwichten (2) en (3) naar links en de evenwichten (4) en (5) naar rechts. Dit betekent dat de donortoestanden de neiging krijgen neutraal te worden (indien ze dat al niet waren) en de acceptortoestanden negatief. Dit opslaan van negatieve lading in de stoorcentra maakt dat er minder beweeglijke lading in het silicium terechtkomt dan de totale geïnduceerde lading bedraagt. Dit betekent dat de drempelspanning, nodig voor inversie, hoger is dan verwacht en dat de toeneming van de inversielading (en daarmee van de stroom door de transistor) daarna bij toenemende stuurspanning ook geringer is. Daarmee wordt dus de steilheid beïnvloed.

De genoemde MOS-transistors hebben alle dezelfde afmetingen, maar zijn onder verschillende procescondities gemaakt; wel is het oxide bij alle op dezelfde manier onder uiterst droge condities gemaakt. De invloed van de oppervlaktetoestanden wordt geïllustreerd door de I_d, V_{gs}-kromme (*fig. 4*). Het grote onderlinge verschil in de drempelspanning en de steilheid komt doordat de met oxide bedekte plaatjes behandelingen hebben ondergaan in verschillende gasatmosferen. De temperatuur was hierbij laag (450 °C) ten opzichte van de normale groeitemperatuur van SiO_2 op Si (1000 °C of hoger), zodat de behandelingen geen verschil in oxidedikte ten gevolge konden hebben. Zij hadden, naar uit de drempelspanningen en steilheden valt af te leiden, wel verschillen in de aantallen oppervlaktetoestanden ten gevolge. Een waterstofatmosfeer en de waterdamp in een atmosfeer van natte stikstof leiden zelfs tot negatieve drempelspanningen en blijken de oppervlaktetoestanden dus grotendeels weg te nemen. De waterdamp heeft in een zuurstofatmosfeer een aanzienlijk kleiner effect. Dit suggereert dat een reductie van water tot waterstof een rol speelt in het proces. Dit beeld wordt nog bevestigd door de ervaring, dat het voor een goede werking van de behandeling in natte stikstof ook belangrijk is dat het siliciumplaatje na de oxidatiebehandeling eerst bij hoge temperatuur in een

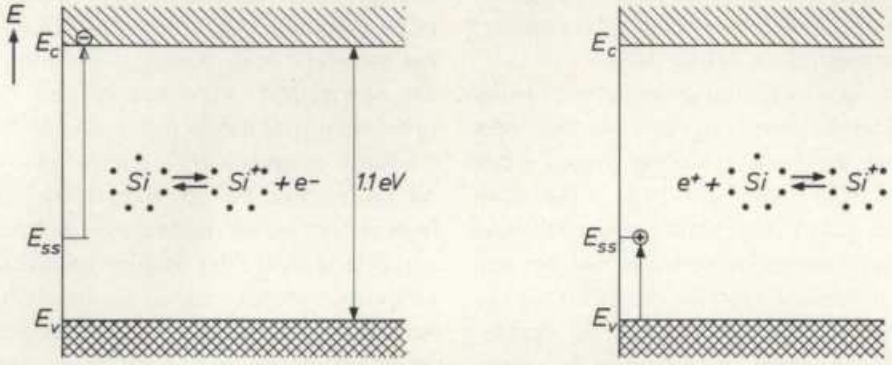


Fig. 3. Het ongepaarde elektron van een siliciumatoom met een onverzadigde binding heeft een energie E_{ss} die in de verboden zone tussen valentieband (energie E_v) en geleidingsband (energie E_c) ligt. Het atoom kan als donor optreden; dan krijgt het door het afstaan van een elektron (*links*) of het opnemen van een gat (*rechts*) een positieve lading. Daarnaast is het bij een grote elektronenconcentratie ook mogelijk dat het atoom als acceptor optreedt en een negatieve lading krijgt.

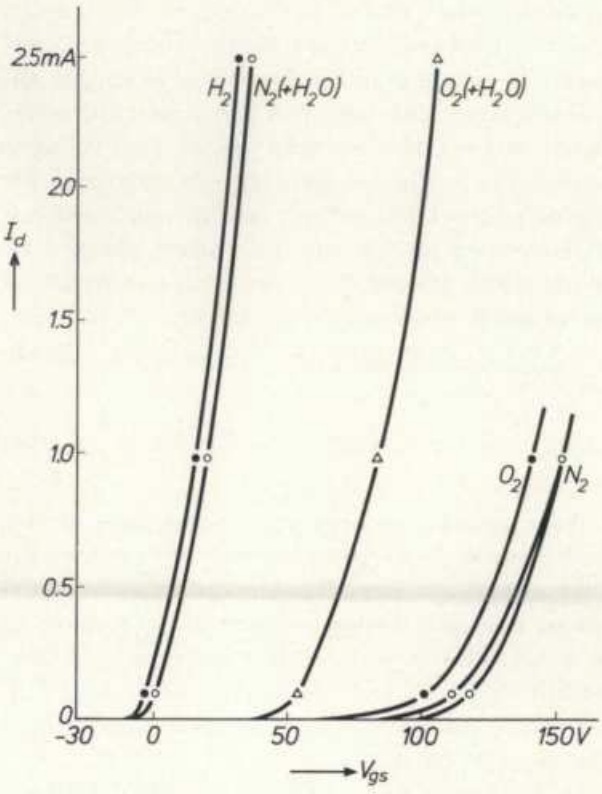


Fig. 4. De I_d, V_{gs}-karakteristieken van een aantal geometrisch gelijke MOS-transistors die na de oxidatie van de siliciumplaatjes een behandeling in verschillende gasatmosferen hebben ondergaan.

[7] E. Kooi, The surface properties of oxidized silicon, dissertatie, Eindhoven 1967.
M. V. Whelan, Influence of charge interactions on capacitance versus voltage curves in MOS structures, Philips Res. Repts. **20**, 562-577, 1965; Electrical behaviour of defects at a thermally oxidized silicon surface, dissertatie, Eindhoven 1970.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

inert gas is gestookt, waardoor het SiO_2 waarschijnlijk relatief zuurstofarm wordt.

De eenvoudigste verklaring voor het verdwijnen van de oppervlaktetoestanden is een chemische reactie van waterstof met de desbetreffende centra, in het beschreven model dus de vorming van SiH-groepen. Deze gedachte wordt gesteund door infraroodabsorptiemetingen [8]. Met behulp van een gevoelige meetmethode heeft men kunnen aantonen dat het SiO_2 vrijwel altijd een zeker aantal SiH-groepen bevat en dat de concentratie daarvan vooral hoog wordt wanneer het geoxideerde oppervlak behandelingen ondergaat die het aantal oppervlaktetoestanden gering maken.

Vaak is zeer weinig waterdamp al voldoende om het aantal oppervlaktetoestanden te verminderen; een warmtebehandeling in een niet uiterst droog (enkele ppm water bevattend) inert gas (b.v. stikstof of helium) is reeds effectief. Verder blijkt dat een behandeling in een vrij droge omgeving ook zeer effectief kan zijn als zich op het siliciumoppervlak een elektrode van onedel metaal (b.v. aluminium) bevindt. Bij verwarming blijken ook dan onder de elektrode de oppervlaktetoestanden te verdwijnen. Aangenomen wordt dat in dit geval een reactie van het metaal met sporen water voldoende waterstof produceert.

In het algemeen mag men dus stellen dat de structuur van het grensvlak in sterke mate bepaald wordt door de kristaloriëntatie van het silicium, door de wijze van groeien van het oxide en door de nabehandelingen. Veronderstelt men al of niet met waterstof verzadigde siliciumbindingen, dan laten zich veel experimenten verklaren. Het is echter wel zeker dat dit geen volledige beschrijving is van het grensvlak. Bij preciezere beschouwingen zal bij voorbeeld ook het voorkomen van SiOH-groepen in acht moeten worden genomen en vooral ook de invloed die andere (al of niet toevallige) verontreinigingen op de grensvlakstructuur zullen hebben. Op het laatste aspect komen we in het volgende hoofdstuk terug.

Positieve lading aan het grensvlak tussen oxide en silicium

Wie aanneemt dat met een geschikte nabehandeling, die het aantal oppervlaktetoestanden verwaarloosbaar klein maakt, alle moeilijkheden zijn opgelost, wordt verrast door het resultaat, dat de I_d,V_{gs}-kromme na zo'n behandeling wel ongeveer de theoretisch verwachte vorm heeft, maar dat de drempelspanning vaak een minder positieve (of meer negatieve) waarde heeft dan verwacht werd.

De MOS-transistors met N-kanaal van fig. 4 hebben na behandeling in waterstof of natte stikstof zelfs een negatieve drempelspanning; er is dus al een inversiekanaal als de stuurspanning nul is! Dit verschijnsel kan niet verklaard worden met de beschreven oppervlaktetoestanden, daar deze de inversie juist tegenwerken.

We moeten daarom aannemen dat er naast de genoemde centra nog andere zijn. Meestal veronderstelt men dat het effect te wijten is aan de aanwezigheid van positief geladen centra in het oxide vlak bij het siliciumoppervlak, hoewel deze experimenteel moeilijk te onderscheiden zijn van geïoniseerde donorcentra in het silicium nabij het oppervlak. De hoeveelheid oxidelading hangt, evenals het aantal eerder genoemde oppervlaktetoestanden, samen met de grensvlakstructuur. Opnieuw is bij gelijkblijvend proces het geoxideerde (100)-vlak het gunstigst voor weinig oxidelading, het (111)-vlak het ongunstigst. Verontreinigingen hebben een grote invloed; vooral natrium moet genoemd worden. Het is duidelijk aangetoond [7] dat de aanwezigheid hiervan bij de oxidatie een grote invloed kan hebben op de hoeveelheid lading, hoewel ook dan de kristaloriëntatie van belang blijft. Met behulp van neutronenactiveringsanalyse is aangetoond dat het natrium in het oxide een verdeling heeft als in *fig. 5*. Het meeste natrium zit dus in de bovenste laag van het oxide, maar er is ook een opeenhoping bij het grensvlak met het silicium. De

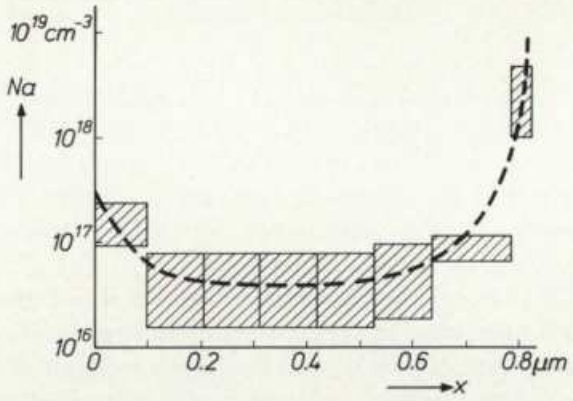


Fig. 5. Verdeling van de concentratie van Na-atomen in het oxide als functie van de afstand x vanaf het silicium; het gearceerde oppervlak geeft de spreiding der meetresultaten aan.

plaats van het natrium in de oxidestructuur laat zich wellicht het best voorstellen zoals in *fig. 6a*. Men kan deze structuur opvatten als een ietwat gereduceerde oxidestructuur; dit valt aan de siliciumkant van de oxidelaag ook te verwachten. Het natriumatoom onderbreekt de binding tussen een zuurstof- en een siliciumatoom en gaat zelf een binding met het zuurstofatoom aan. Hierdoor verliest een der valentie-elektronen van het silicium zijn binding; dit elektron wordt gemakkelijk losgelaten en er ontstaat een positief geladen centrum.

Men kan zich het natrium in de grenslaag vervangen denken door andere alkalimetalen en zelfs door water-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

stof. Dit laatste verklaart wellicht, dat zelfs onder vrij schone condities oxidatie in stoom meer oxidelading tot gevolg heeft dan oxidatie in droge zuurstof. Aan de andere kant is ook waargenomen dat verhitting in waterstof of in waterdamp — vooral bij lage temperatuur (600 °C) — de lading kan doen afnemen. Opnieuw kan hier vorming van SiH verwacht worden, zodat bij voorbeeld de in fig. 6*b* weergegeven structuur ontstaat.

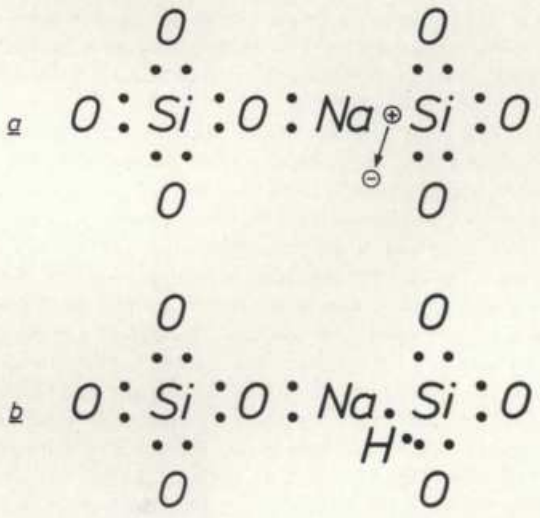


Fig. 6. *a*) De plaats van een natriumatoom in SiO_2. Het natriumatoom verbreekt de binding tussen een silicium- en een zuurstofatoom, waardoor één der valentie-elektronen van het silicium zijn binding verliest; dit elektron wordt gemakkelijk losgelaten en laat dan een positieve lading achter. *b*) Een waterstofatoom kan in het SiO_2 een SiH-groep doen ontstaan. Hierin is het waterstofatoom homopolair aan het silicium gebonden en is er geen ongepaard elektron meer.

Nu gaat het waterstofatoom een homopolaire binding met het siliciumatoom aan en heeft dit geen ongepaard elektron meer.

Vermeld dient te worden dat er althans één verontreiniging is gevonden die negatieve lading aan het grensvlak van SiO_2 en silicium veroorzaakt. Dit is goud, vaak ook in kleine hoeveelheden aanwezig en eveneens met neutronenactivering gemakkelijk radioactief te maken en zo aan te tonen.

De aanwezigheid van natrium en andere verontreinigingen kan velerlei oorzaak hebben. Het kan komen uit de gebruikte chemicaliën of uit de kwartsglasbuizen waarin de oxidaties worden uitgevoerd. Een belangrijke bron kan ook stof zijn; wanneer dit op de hete kwartsbuizen valt kunnen natriumionen door diffusie vrij gemakkelijk aan de binnenzijde van de buis terechtkomen en daarmee in het oxiderende gas. Voor een goede procesbeheersing is het daarom van belang met zuivere chemicaliën te werken en de kwartsbuis tegen stof af te schermen. Wil men uiterst schone oxides hebben, dan wordt wel met door water gekoelde kwartsbuizen gewerkt; het siliciumplaatje wordt dan bij voorbeeld verhit door een hoogfrequente inductiestroom.

Voor het beheersen van de oxidelading is niet alleen het werken onder schone omstandigheden van belang — dit is zelfs niet eens altijd noodzakelijk! — maar, evenals bij de oppervlaktetoestanden, vooral ook de gasatmosfeer. Een oxiderende atmosfeer verhoogt de oxidelading, vooral wanneer de temperatuur relatief laag is (het effect is bij voorbeeld te zien in fig. 4, waar de verhitting bij 450 °C in zuurstof weliswaar geen transistor van het depletietype tot gevolg heeft — omdat er zoveel oppervlaktetoestanden zijn die inversie tegengaan —, maar wel een duidelijke verschuiving (15 volt) van de drempelspanning in negatieve richting). Dit effect van zuurstof is nog niet afdoende verklaard. Ongetwijfeld moet men het in verband brengen met het oxidatiemechanisme: misschien trekt de zuurstof aan het bovenoppervlak elektronen aan, die dan door structuurverandering van het oxide-siliciumgrensvlak vrijgemaakt worden. Ook is denkbaar dat sporen verontreinigingen opnieuw een belangrijke rol spelen: transport van waterstof vanaf het grensvlak naar de toegevoerde zuurstof is plausibel, en daarbij kan bij voorbeeld de structuur van fig. 6*b* overgaan in die van fig. 6*a*. In ieder geval betekent het voor de technoloog dat hij voor het verkrijgen van een kleine oxidelading de oxidatie op de een of andere manier zal beëindigen met temperen in een niet-oxiderend gas.

Afhankelijk van het gevolgde proces vindt men voor de oxidelading een waarde van minder dan 10^{10} tot ruim 10^{13} eenheidsladingen per cm^2. Dit betekent bij een oxidedikte van b.v. 0,2 μm een verschuiving van de drempelspanning ten opzichte van de theoretische waarde van minder dan 0,1 V tot meer dan 100 V. Tegenwoordig is de procesbeheersing zo ver gevorderd dat de variatie van de oxidelading met een tolerantie van 10^{10} ladingen per cm^2 tot de mogelijkheden behoort. De aanwezigheid van de positieve oxidelading heeft onder meer tot gevolg gehad dat het aanvankelijk zeer moeilijk is geweest MOS-transistors met *N*-kanaal te maken die bij afwezigheid van oppervlaktetoestanden niet reeds bij stuurspanning nul een inversiekanaal bezaten. Vooral daarom zijn (en worden nog steeds) de meeste MOS-schakelingen met transistors van het *P*-kanaaltype uitgevoerd. Hier betekent aanwezigheid van oxidelading immers alleen maar een wat meer negatieve drempelspanning; de *P*-kanaal-transistors zijn altijd van het verrijkingstype.

Bepaling van oxidelading en oppervlaktetoestanden door meting van de MOS-capaciteit

Gegevens over aard en aantal van de oppervlaktetoestanden kan men verkrijgen door in een wisselstroomschakeling te meten hoe de effectieve capaciteit van de door stuurelektrode, oxidelaag en substraat gevormde condensator van de aangelegde gelijkspanning afhangt. Er zijn veel metingen gedaan aan speciaal daarvoor gemaakte MOS-configuraties, waarbij het metalen contact op het oxide veel groter was dan de stuurelektrode van een transistor, maar toch klein ten opzichte van de afmetingen van het siliciumplaatje, en waarbij dit plaatje aan de andere zijde geheel bedekt was met een metalen substraatcontact (*fig. 7*); men zou deze configuraties MOS-condensators kunnen noemen. De capaciteit *C* die men bij een bepaalde frequentie meet, kan

[8] Deze metingen zijn uitgevoerd door dr. K. H. Beckmann en T. Tempelmann van het Philipslaboratorium in Hamburg.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

men beschouwen als de resultante van de serieschakeling van een capaciteit C_{SiO_2} over de oxidelaag en een capaciteit C_{Si}, die er verband mee houdt dat de lading op de onderste „plaat" van de condensator de vorm heeft van een ruimteladingswolk in het silicium. Er geldt:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{SiO_2}} + \frac{1}{C_{Si}}.$$

Als $C_{SiO_2} \gg C_{Si}$ is, wordt $C \approx C_{Si}$; is $C_{Si} \gg C_{SiO_2}$, dan is $C \approx C_{SiO_2}$. In deze vergelijkingen is C_{SiO_2} een constante, maar C_{Si} hangt af van de dikte van de depletielaag, dat wil zeggen van de aangelegde spanning en van de doteringsconcentratie van het silicium.

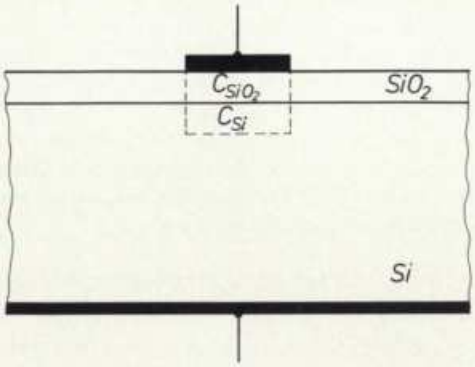


Fig. 7. MOS-condensator. De aan de klemmen gemeten capaciteit is die van de serieschakeling van C_{SiO_2} en C_{Si}. De grootte van C_{Si} is afhankelijk van de aangelegde gelijkspanning.

Ingeval er geen oxidelading is en er geen oppervlaktetoestanden zijn, mag men voor het verband tussen C en V_{gs} bij een MOS-configuratie op een *P*-substraat curven verwachten zoals getekend zijn in *fig. 8*. Deze figuur geldt ook voor *N*-materiaal, mits men de positieve en de negatieve V_{gs}-schaal verwisselt.

De vorm van de curven kan kwalitatief als volgt verklaard worden. In geval van een *P*-substraat zou een negatieve spanning op de meetelektrode van de MOS-condensator de gatenconcentratie aan het oppervlak verhogen. Ladingsvariaties veroorzaakt door het wisselsignaal waarmee men meet, vinden dan zo dicht bij het grensvlak plaats dat C_{Si} relatief groot en $C \approx C_{SiO_2}$ is. Laat men de negatieve spanning op de elektrode tot nul naderen, dan

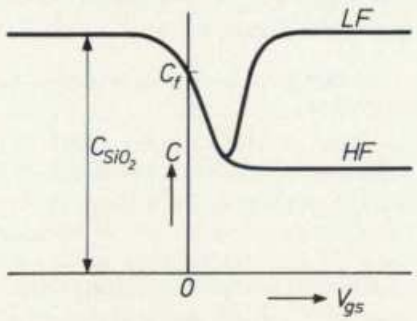


Fig. 8. Het verloop van de capaciteit C van een MOS-condensator (op *P*-silicium) met de aangelegde gelijkspanning V_{gs} in het theoretische geval dat oppervlaktetoestanden en oxidelading afwezig zijn. Dan zijn bij $V_{gs} = 0$ de energiebanden niet gekromd en meten we daar de vlakkebandencapaciteit C_f. De MOS-condensator heeft een capaciteit C_{SiO_2}, wanneer het silicium vlak onder het oxide goed geleidend is. Men kan dit met wisselspanningen van lage frequentie goed aantonen (curve *LF*), met hogere frequenties minder goed (*HF*).

vinden de genoemde ladingsvariaties geleidelijk minder dicht bij het grensvlak plaats en wordt C_{Si} kleiner. Daardoor wordt ook de capaciteit die men meet kleiner. Laat men V_{gs} toenemen tot positieve waarden, dan gaat dit door, totdat de drempelspanning bereikt is en er aan het oppervlak inversie optreedt.

De waarden van C die men vindt als V_{gs} nog verder toeneemt, hangen af van de frequentie waarbij men meet. Bij lage frequenties (beneden ca. 100 Hz) neemt C met stijgende V_{gs} weer toe tot ongeveer C_{SiO_2}, bij hogere frequenties blijft C klein. Dit komt doordat bij de MOS-condensator bij deze frequenties de toe- en afvoer van ladingdragers in de geïnverteerde laag niet met de vereiste snelheid kan geschieden. In MOS-transistors is dit effect minder sterk, doordat daar de geïnverteerde laag verbonden is met de toevoer- en afvoerdiffusie.

In *fig. 9a* en *b* vindt men twee karakteristieke voorbeelden van het resultaat van capaciteitsmetingen. Deze zijn niet aan MOS-condensators verricht, maar aan speciaal voor het doel gemaakte MOS-transistors, omdat wij ook de afvoerstroom I_d wilden meten. Deze is ook in de figuren opgenomen. De transistors waaraan de in fig. 9*a* en 9*b* weergegeven metingen verricht zijn, hebben dezelfde vorm en afmetingen en zijn gemaakt op *P*-substraten met hetzelfde geleidingsvermogen (50 Ωcm). Er was alleen een klein verschil in produktieprocédé: na de oxidatie (16 uur op 1200 °C in zuurstof) en een fosfordiffusie (4 uur op 1150 °C in droge stikstof) onderging de transistor van fig. 9*a* vóór het aanbrengen van het elektrodemetaal nog gedurende 30 minuten een warmtebehandeling bij 450 °C in vochtige stikstof.

Bij beide transistors was de oxidelaag 1,2 µm dik, wat, als men alle overige effecten buiten beschouwing laat, te zamen met het geleidingsvermogen van het substraat een drempelspanning V_{th} van +6 V zou moeten opleveren. Zoals men ziet, is in fig. 9*a* de drempelspanning −6 V, dus 12 V lager. Stelt men de som van de oxidelading en de bij de drempelspanning in de oppervlaktetoestanden aanwezige lading op N_t elementaire ladingen e per cm², dan kan men N_t berekenen uit de formule

$$N_t e = -C_{ox} \Delta V_{th};$$

hierin is ΔV_{th} de door de aanwezige lading veroorzaakte verandering van V_{th}, dus in het onderhavige geval −12 V. Men vindt dan $N_t = 2 \times 10^{11}$ positieve ladingen per cm².

Uit het verloop van de curven van fig. 9*a* kan men afleiden dat de positieve lading zich bij deze transistor nagenoeg geheel in het oxide moet bevinden en dat de lading in oppervlaktetoestanden hier verwaarloosbaar is. We keren daartoe even terug naar fig. 8. Deze schetst het verloop van C met V_{gs} voor het theoretische geval dat er geen oppervlaktetoestanden en geen oxideladingen zijn. In dat geval zijn bij een stuurspanning $V_{gs} = 0$ de energiebanden in het bandenschema van de MOS-transistor niet gekromd [2], en daarbij behoort een waarde C_f van C, die uit de dikte van het oxide en de dotering van het substraat kan worden berekend. Zijn er wel oxideladingen, dan veroorzaken deze bij stuurspanning nul een bandkromming; er is dan een negatieve stuurspanning V_f nodig om de bandkromming op te heffen en de vlakkebandencapaciteit C_f te verkrijgen. Berekent men deze voor een gegeven transistor en zet men hem uit in de daaraan gemeten C, V_{gs}-grafiek, dan vindt men de grootte van V_f voor die transistor. De spanning V_f is een maat voor de oxidelading zonder de lading der oppervlaktetoestanden, omdat zij gemeten wordt als er nog geen sprake is van inversie en de daarmee gepaard gaande elektronenvangst. In fig. 9*a* is $V_f = -12$ V, dus even groot als ΔV_{th}. Blijkbaar is ΔV_{th} dan geheel veroorzaakt door de oxidelading en zijn de oppervlaktetoestanden verwaarloosbaar. Het berekende getal $N_t = 2 \times 10^{11}$ cm^{-2} bestaat dus geheel uit oxidelading.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

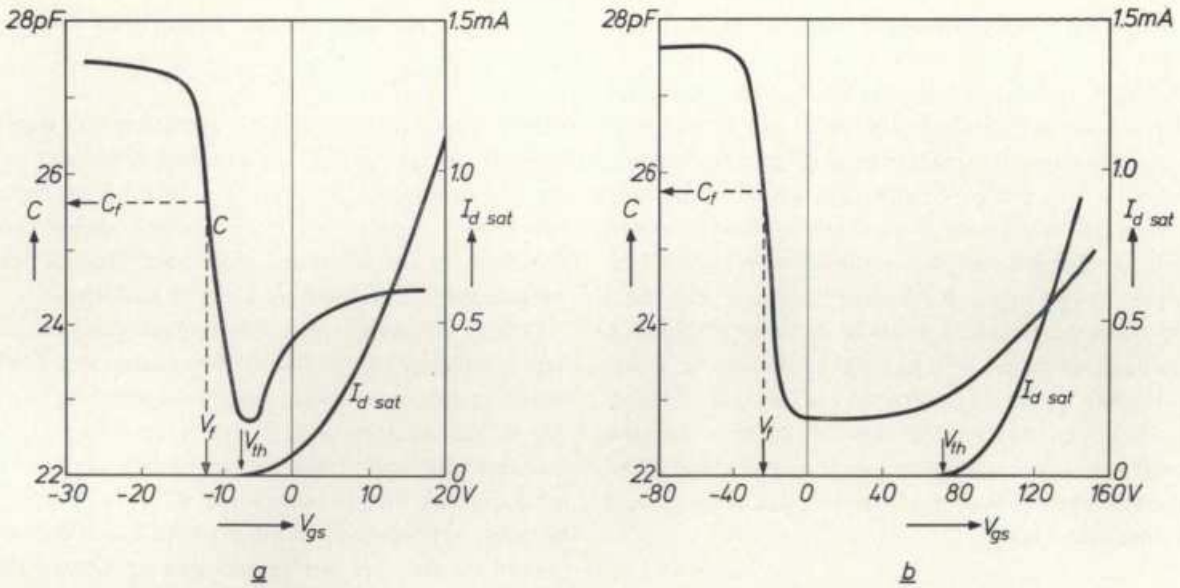


Fig. 9. Verloop van de stuurelektrodecapaciteit C met de gelijkspanning V_{gs} bij een MOS-transistor met N-kanaal. *a*) Een exemplaar dat na de oxidatie een behandeling in natte stikstof heeft ondergaan. Uit de berekende vlakkebandencapaciteit C_f volgt, dat de vlakkebandenspanning $V_f = -12$ V is. De drempelspanning V_{th} van deze transistor is -6 V, zoals blijkt uit de $I_{d\ sat}, V_{gs}$-karakteristiek. *b*) Hier heeft de transistor niet de behandeling in natte stikstof ondergaan, zodat er aan het grensvlak SiO_2-Si oppervlaktetoestanden aanwezig zijn. De vlakkebandenspanning V_f is -30 V, de drempelspanning V_{th} is $+80$ V.

In fig. 9*b* hebben we een ander geval. Hier is de waarde van V_f ongeveer -30 V, en uit de kromme voor I_d blijkt dat V_{th} ongeveer $+80$ V is. Vergelijken we de gemeten C, V_{gs}-curve met de theoretische curve van fig. 8, dan zien we dat het daar aanwezige, vrij scherpe minimum hier een breed gebied geworden is: het linker deel van de curve is naar links geschoven (en wel 30 V), het rechter deel naar rechts. Eerstgenoemde verschuiving komt overeen met V_f en is te wijten aan positieve lading in het oxide, de andere moet het gevolg zijn van de vangst van ladingdragers, want de V_{gs}-waarde waarbij C begint toe te nemen is juist ook de drempelspanning, zoals uit de I_d-curve blijkt.

Stabiliteit van de drempelspanning

Het blijkt in de praktijk dat de drempelspanning van een MOS-transistor gedurende het gebruik kan verlopen. Deze onstabiliteit van de drempelspanning kan het gevolg zijn zowel van een verandering van het aantal oppervlaktetoestanden als van een verandering van de oxidelading; in de praktijk is het laatste meestal de oorzaak [9].

Een verandering van de oxidelading kan optreden doordat er in het MOS-systeem op de een of andere wijze ladingstransport mogelijk is. Er kan bij voorbeeld een transport van gaten of elektronen plaatsvinden van het silicium naar het oxide, waar deze ladingen in stoorcentra terechtkomen. Dit verschijnsel wordt vooral bij verhoogde temperatuur (200 à 300 °C) waargenomen; het laat zich tot verwaarloosbare afmetingen terugbrengen, als men maar zoveel mogelijk voorzorgen treft om een perfecte grensvlakstructuur te maken (b.v. een (100)-oppervlak met een schoon oxide en geschikte temperbehandelingen).

Ernstiger is een transport van ionen door het oxide heen. Dit kan vooral optreden wanneer de stuurelektrode positief is ten opzichte van het silicium. Wanneer geen voorzorgsmaatregelen worden genomen kan dit effect bij verhoogde temperatuur (b.v. 100-300 °C) zeer groot zijn. De drempelspanning kan soms vele volts verschuiven, altijd in negatieve richting. Dit wijst op het ontstaan van een positieve oxidelading nabij het grensvlak. Het is bekend dat elektrische geleiding in glasachtige materialen, zoals SiO_2, vaak door alkalionen wordt verzorgd. Wanneer wij fig. 5 nog eens bekijken zien we dat een betrekkelijk grote hoeveelheid natrium vooral in de bovenste laag van het oxide aanwezig is. Wanneer bij positieve stuurspanning al dit natrium naar het oxide-silicium-grensvlak gedreven zou worden, zou dit tot een concentratie van ca. 10^{13} positieve elementaire ladingen per cm^2 leiden (bij een oxidedikte van 0,2 μm zou dat een verschuiving in de drempelspanning betekenen van 100 V). Zo groot zijn de verschuivingen in het algemeen echter niet en ook het feit dat er bij negatieve stuurspanning vrijwel geen onstabiliteit optreedt wijst erop, dat de meeste in het oxide aanwezige natriumionen niet aan de geleiding deelnemen. Waarschijnlijk worden door een reactie tussen de metaalelektrode en het oxide aan het oxide-oppervlak ionen vrijgemaakt (niet noodzakelijkerwijs alleen natriumionen), die daarna gemakkelijk onder

[9] Op de gevoeligheid van de MOS-transistor voor ioniserende straling die vrije elektronen en gaten in het oxide creëert, gaan we hier niet in; zie de in [7] aangehaalde dissertatie van E. Kooi, hoofdstukken 5 en 6.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

invloed van het elektrische veld door het oxide migreren.

Opnieuw blijkt hier de noodzaak van oxidegroei onder schone omstandigheden, maar dit is niet voldoende. Bij de na de oxidegroei te gebruiken foto-etstechnieken kan het oxideoppervlak gemakkelijk weer verontreinigd worden en dit kan ook nog eens gebeuren bij het aanbrengen van de metallisering. Wanneer men al deze bewerkingen zorgvuldig uitvoert, kan men MOS-transistors maken waarvan de drempelspanning bij aanleggen van een veld van 100 V/μm over het oxide zelfs bij 300 °C slechts een fractie van een volt verloopt. De kans dat er iets fout gaat is echter zo groot dat men meestal een andere oplossing zoekt: men dekt het SiO_2-laagje af met een ander diëlektricum, dat de ionen veel moeilijker doorlaat.

Andere diëlektrica

Het belangrijkste doel van het afdekken van geoxideerd silicium met een tweede isolerende laag is het tegengaan van de migratie van ionen vanuit de metaalelektrode het oxide in. Een veel gebruikte werkwijze is, het geoxideerde siliciumplaatje te verhitten in een damp van P_2O_5. Deze reageert met het SiO_2 en de toplaag hiervan wordt omgezet in een glasachtig gemengd oxide (samenstelling $SiO_2 : P_2O_5 \approx 10 : 1$). Dit fosfaatglas houdt natriumionen zeer effectief tegen, zodat tot ongeveer 200 °C de onstabiliteiten tot een fractie van een volt beperkt kunnen blijven. Daar staat tegenover dat het zelf een geringe onstabiliteit kan introduceren. Er treedt namelijk een polarisatie-effect in op, waarvan zelfs bij kamertemperatuur enige onstabiliteit het gevolg kan zijn [10]. De grootte hiervan hangt af van de samenstelling en de dikte van het fosfaatglas in verhouding tot het onderliggende siliciumoxide. Wanneer men de verhoudingen gunstig kiest kan het effect van de polarisatie tot een verschuiving in de drempelspanning van minder dan 0,1 V beperkt blijven. Bij zeer dunne oxidelagen wordt het moeilijker, doordat men het fosfaatglas ook niet al te dun mag maken (20 nm is ongeveer het minimum voor goede werking; bij een dunnere laag bestaat het gevaar dat het metaal er plaatselijk „doorheen" reageert).

Een niet onbelangrijk bijkomstig effect van het aanbrengen van het fosfaatglas is, dat dit bij hoge temperatuur verontreinigingen zoals natrium uit het SiO_2 blijkt te absorberen, wat een voordeel kan zijn. Een nadelig effect van fosfaatglas bij dunne lagen is, dat de oxidelading na het aanbrengen iets blijkt te zijn toegenomen, een effect dat lijkt op dat na verhitting in zuurstof.

De beste tot nu toe bekende isolerende laag die ionengeleiding blokkeert is wellicht siliciumnitride. Dit kan bijvoorbeeld op de SiO_2-laag worden aangebracht door reactie van silaan of siliciumchloride met ammoniak bij een temperatuur van 800 à 1000 °C:

$$3\,SiH_4 + 4\,NH_3 \rightarrow Si_3N_4 + 12\,H_2.$$

Wanneer men de reactie in een atmosfeer van waterstof uitvoert zal dit meteen tot gevolg hebben dat er aan het siliciumoppervlak weinig oppervlaktetoestanden voorkomen. Sporen verontreinigingen spelen ook bij dit proces een grote rol, en men moet dan ook schoon werken om de oxidelading klein te houden.

Omdat siliciumnitride zo goed maskeert is een dunne laag voldoende (10 à 20 nm). Een nadeel van siliciumnitride is dat er een zekere elektronengeleiding in mogelijk is, die aanleiding geeft tot langzaam verlopende onstabiliteitsverschijnselen (opeenhopen van lading aan het grensvlak nitride-oxide). Het effect is vooral groot bij grote veldsterkten. Wanneer men het effect wil beperken zal men het nitride veel dunner moeten maken dan het onderliggende oxide.

Men kan van het effect ook gebruik maken om een verandering van de drempelspanning teweeg te brengen die gedurende geruime tijd (dagen of weken) bewaard blijft (geheugeneffect) [11]. Men maakt dan het nitride bij voorkeur dik ten opzichte van het oxide. Wanneer het oxide zeer dun is (enige nanometers) kan men ook van het silicium uit lading naar de centra aan het grensvlak nitride-oxide laten tunnelen. Ook dit is het meest effectief bij grote veldsterkte; het kortstondig aanleggen van een hoge stuurspanning (b.v. 1 μs en ca. 10^3 V/μm) heeft een verandering van de drempelspanning tot gevolg die lange tijd bewaard blijft.

Ook aluminiumoxide (Al_2O_3) blijkt een goede isolator te zijn die alkali-ionen effectief tegenhoudt. Men maakt het bij voorbeeld bij 900 °C uit $AlCl_3$ en CO_2 in een waterstofatmosfeer volgens:

$$CO_2 + H_2 \rightleftarrows H_2O + CO \text{ (de „watergasreactie")},$$

$$3\,H_2O + 2\,AlCl_3 \rightarrow Al_2O_3 + 6\,HCl.$$

Aangezien ook hier de atmosfeer waterstof is, resulteert er een Si-SiO_2-grensvlak met weinig oppervlaktetoestanden. Er is gerapporteerd dat ten gevolge van het aanbrengen van de Al_2O_3-laag in de drempelspanning een verschuiving van ongeveer 1,5 volt in positieve richting optreedt [12]. Dit is een interessant verschijnsel, omdat men op deze manier in bepaalde gevallen de hinderlijke werking van positieve oxidelading kan tegengaan.

[10] E. H. Snow en B. E. Deal, Polarization phenomena and other properties of phosphosilicate glass films on silicon, J. Electrochem. Soc. **113**, 263-269, 1966.

[11] J. T. Wallmark en J. H. Scott, Switching and storage characteristics of MIS memory transistors, RCA Rev. **30**, 335-365, 1969 (no. 2).

[12] H. E. Nigh, Some properties of vapour deposited aluminium oxide, Proc. Int. Conf. on the properties and use of M.I.S. structures, Grenoble 1969, blz. 77-88.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

Wij hebben, om iets meer van dit verschijnsel te weten te komen, op de op blz. 240 beschreven wijze de vlakkebandenspanning V_f gemeten in een MOS-condensator, waarbij de isolatie van de meetelektrode bestond uit een laag Al_2O_3 boven op een laag SiO_2. Als meetelektrode werd een kwikdruppel gebruikt. Na iedere meting werd een dun laagje van de isolerende dubbellaag afgeëtst en vervolgens de meting herhaald. Op deze wijze hoopten we de verdeling van de oxideladingen over de dikte van het oxide te kunnen vaststellen. De meetresultaten zijn weergegeven in *fig. 10*. Hierin is de gemeten vlakkebandenspanning V_f uitgezet als functie van de oxidedikte h_{ox}. De vlakke stukken van de curve wijzen erop dat daar ter plaatse geen oxidelading aanwezig is (althans minder dan 10^{10} ladingen per cm^2). De potentiaalsprong in het overgangsgebied van Al_2O_3 naar SiO_2 zou verklaard kunnen worden door aldaar elektrische lading aanwezig te veronderstellen, en wel een elektrische dubbellaag van positieve ladingen in het Al_2O_3 en negatieve in het SiO_2. Uit metingen met andere contactmetalen dan kwik bleek ons, dat de grootte van de potentiaalsprong in fig. 10 van het gebruikte metaal afhangt. In een volledige beschrijving van het systeem metaal-Al_2O_3-SiO_2-Si moeten wij daarom, naast de lading aan de overgang tussen Al_2O_3 en SiO_2, ook een ladingsuitwisseling tussen het metaal en de isolerende laag betrekken. Deze heeft een verandering van de effectieve contactpotential van het metaal ten gevolge.

Wij hebben behalve in het systeem Al_2O_3-SiO_2 ook potentiaalsprongen gevonden aan de grensvlakken in diverse andere combinaties van SiO_2, Si_3N_4, fosfaatglas en Al_2O_3. De potentiaalsprong aan de grens Al_2O_3-SiO_2 bleek het gunstigst voor het verkrijgen van een zo groot mogelijke positieve waarde van V_f.

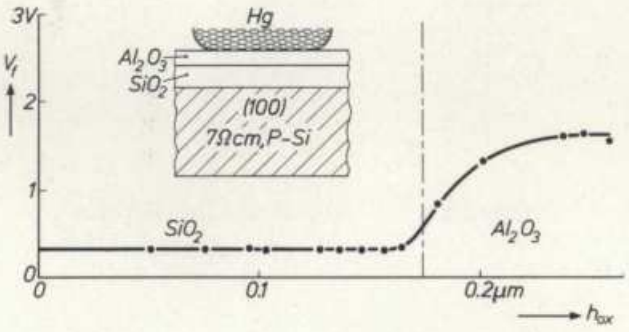


Fig. 10. De vlakkebandenspanning V_f, gemeten aan een MOS-condensator waarvan het diëlektricum bestond uit een laag Al_2O_3 op een laag SiO_2. Het diëlektricum werd met dunne laagjes tegelijk afgeëtst; tussen de etsbehandelingen in werd steeds met een kwikdruppel opnieuw contact gemaakt en de grootte van V_f gemeten. De potentiaalsprong kan een gevolg zijn van een elektrische dubbellaag in het overgangsgebied tussen Al_2O_3 en SiO_2.

Het gebruik van Si_3N_4 of Al_2O_3 biedt het bijkomend voordeel van een hogere diëlektrische constante dan die van SiO_2 ($\varepsilon_{Si_3N_4} = 6{,}5$; $\varepsilon_{Al_2O_3} = 9{,}5$; $\varepsilon_{SiO_2} = 3{,}8$). Men kan hiervan profiteren door bij voorbeeld bij gelijkblijvende capaciteit de isolatielaag wat dikker te maken, hetgeen de doorslagspanning ten goede komt. In de praktijk maakt men echter meestal de SiO_2-laag onder het Si_3N_4 of Al_2O_3 relatief dik, om voormelde geheugeneffecten tegen te gaan. Het voordeel van de diëlektrische constante is dan gering.

Siliciumnitride en aluminiumoxide zijn beide moeilijk te etsen met fluorwaterstofzuur, het bij de foto-etstechnieken gebruikelijke etsmiddel voor SiO_2-lagen. Ze zijn wel te etsen met heet fosforzuur, maar daar kunnen de meeste fotolakken niet tegen. De moeilijkheid kan overwonnen worden door op het Si_3N_4 of Al_2O_3 een laagje SiO_2 te laten groeien (b.v. uit SiH_4, CO_2 en H_2) en hierin met de bekende etstechnieken eerst een patroon te etsen. Het Si_3N_4 of Al_2O_3 wordt daarna geëtst in heet fosforzuur, waarbij het SiO_2-patroon als maskering fungeert.

Parasitaire inversiekanalen; de LOCOS-techniek

Ook wanneer alle ladingstransport door de isolerende laag heen vermeden is, kunnen MOS-transistors nog zeer hinderlijke instabiliteitsverschijnselen vertonen. Dit is het geval als lading van de stuurelektrode over het isolatoroppervlak kan weglekken. Het omringende oppervlak neemt dan dezelfde potentiaal aan als de stuurelektrode, en er kan ook naast de stuurelektrode een inversiekanaal ontstaan. Het gevolg is dat de afvoerstroom I_d geleidelijk toeneemt. Wanneer in de MOS-transistor de stroom door verandering van de stuurspanning wordt uitgeschakeld, blijft het parasitaire kanaal nog enige tijd bestaan en is I_d dus niet meteen nul.

Bij enkelvoudige transistors kan men dit hinderlijke effect eenvoudig vermijden door ze zo te maken dat het toevoergebied het afvoergebied geheel omringt en het kanaalgebied geheel wordt afgedekt door de stuurelektrode. In geïntegreerde schakelingen is dit echter lastig, omdat men daar de verschillende elektrodes over de isolerende laag heen wil verbinden met andere elementen. Dit heeft bovendien nog tot gevolg dat er onder de bedrading soms óók inversiekanalen kunnen ontstaan. In *fig. 11a* is aangeduid hoe men op deze wijze parasitaire transistors kan krijgen.

De remedie tegen het vormen van de parasitaire kanalen is dat men op die plaatsen waar men de vorming van parasitaire kanalen vreest, ervoor zorgt dat de drempelspanning hoger is dan de potentiaal die op het oxide kan gaan heersen. Soms is het voldoende, hiertoe een dikke isolerende laag in het desbetreffende gebied aan te brengen. Dit heeft bovendien als voordeel dat de capaciteit van de bedrading ten opzichte van het silicium klein is. Een al te dikke isolerende laag heeft echter ook belangrijke bezwaren. Er worden in de dikke laag vensters geëtst en de metallisering moet aan de rand hiervan een vrij grote stap maken (fig. 11*b*). Het blijkt dat dit een zwakke plek in de metallisering is, wat de opbrengst en de betrouwbaarheid niet ten goede komt.

Wij hebben een methode ontwikkeld waarmee men structuren met een verzonken oxide kan maken,

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

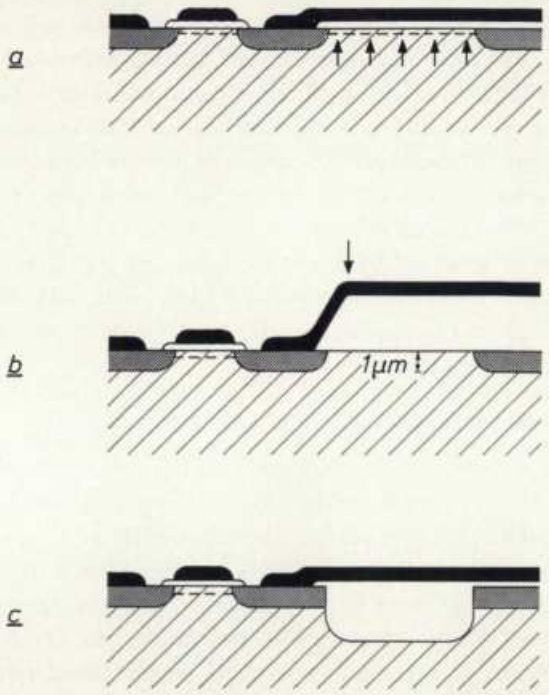


Fig. 11. *a*) Bij een geïntegreerde schakeling met MOS-transistors kan onder de bedrading een parasitair inversiekanaal ontstaan (*zie pijlen*). *b*) Om dit te voorkomen, maakt men meestal het oxide onder de bedrading dik. De stap die de metallisering dan naar het Si-oppervlak moet maken, vormt evenwel een zwakke plek. *c*) Met de LOCOS-techniek is het door plaatselijke oxidatie van het silicium mogelijk, het dikke oxide (dikte b.v. 2 μm) in het silicium te verzinken. De grote stap in de metallisering is dan afwezig.

die dit bezwaar veel minder hebben. Deze methode berust op het plaatselijk oxideren van een siliciumoppervlak, waarbij een tegen oxidatie beschermende laag van siliciumnitride als masker wordt gebruikt. Met deze methode, door ons LOCOS-techniek (local oxidation of silicon) genoemd, kunnen structuren worden vervaardigd als afgebeeld in fig. 11*c*. De LOCOS-techniek is o.a. ook van groot belang gebleken voor het maken van schakelingen met bipolaire transistors [13].

Hoe men het verzonken oxide verkrijgt, is geschetst in *fig. 12*. Op het silicium wordt een maskerend siliciumnitridepatroon aangebracht (fig. 12*a*, *b*, *c*). Van de niet bedekte gedeelten wordt silicium weggeëtst tot een diepte van bij voorbeeld 1 μm (fig. 12*d*). Nu wordt zo lang geoxideerd dat de verdieping weer geheel wordt opgevuld met SiO_2. Deze oxidegroei gaat ten koste van het silicium eronder, en de gevormde oxidelaag is bijna 2 μm dik (fig. 12*e*). De siliciumnitridelaag oxideert hierbij slechts zeer weinig en kan met behulp van etsen in heet fosforzuur worden verwijderd (fig. 12*f*). In de nu aan het oppervlak komende silicium-eilanden kunnen we de MOS-transistors maken.

Een andere methode om de parasitaire inversiekanalen te voorkomen, of althans te onderbreken, is het vergroten van de *N*- of *P*-dotering van het substraat in de bedreigde zones. Daardoor wordt de drempelspanning ter plaatse verhoogd [2] [14]. Deze methode wordt ook in combinatie met dik oxide toegepast in gevallen waarin oxide van maximale dikte nog geen voldoende beveiliging biedt.

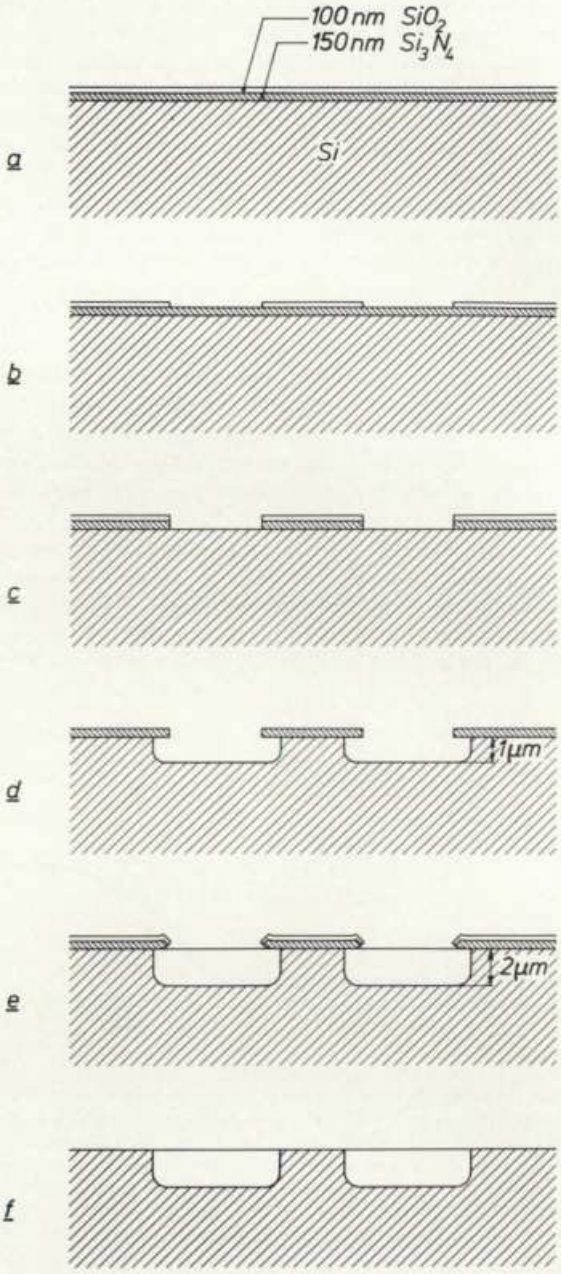


Fig. 12. De LOCOS-techniek.
a) Op het silicium worden achtereenvolgens een laag siliciumnitride en een laag siliciumdioxide aangebracht.
b) In het SiO_2 wordt met de gebruikelijke foto-etstechniek een gatenpatroon geëtst.
c) Het patroon wordt met heet fosforzuur doorgeëtst in het Si_3N_4. Het SiO_2 dient als maskering. De SiO_2-maskering is nodig omdat de gewoonlijk als maskering gebruikte fotolakken niet tegen heet fosforzuur bestand zijn.
d) In de openingen van het patroon wordt Si weggeëtst tot een diepte van b.v. 1 μm.
e) Het Si in de 1 μm diepe gaten wordt tot een diepte van ca. 2 μm geoxideerd. Het gevormde SiO_2 vult de gaten geheel op. Het Si_3N_4 oxideert slechts oppervlakkig.
f) Alle Si_3N_4 wordt met heet fosforzuur weggeëtst.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

We hebben eerder gezien dat ook de aanwezigheid van oppervlaktetoestanden de vorming van inversie tegengaat (blz. 237). Men zou de parasitaire kanalen dus ook kunnen vermijden door op deze plaatsen een voldoende hoeveelheid stoorcentra in te bouwen. Dit moet echter wel plaatselijk gebeuren, want in de MOS-transistors zouden we er last van hebben. Wij hebben een eenvoudige methode gevonden om dit te bewerkstelligen. Ook hierbij wordt van de goede maskerende werking van siliciumnitride gebruik gemaakt, hoewel op een geheel andere wijze. Wij bedekken het oxide nu op die plaatsen waar we de vorming van parasitaire kanalen duchten, met het nitride. Er wordt bij hoge temperatuur gestookt zodat er, daar waterstof uitdiffundeert, veel oppervlaktetoestanden worden gevormd. Het blijkt nu mogelijk door behandeling met waterdamp de oppervlaktetoestanden onder het oxide weer te verwijderen, maar onder het nitride-oxide-systeem te handhaven.

Parasitaire capaciteiten

Van de parasitaire capaciteiten hebben we de bedradingscapaciteiten reeds genoemd. De LOCOS-techniek biedt een fraaie oplossing ter reductie hiervan.

In de MOS-transistor is het vaak de overlapping van de stuurelektrode over de afvoerzone die een parasitaire capaciteit vormt waardoor de snelheid van de transistor beperkt wordt. In *fig. 13* hebben we een aantal methodes samengevat die in aanmerking komen om deze capaciteit klein te houden.

Ter vergelijking is in fig. 13*a* een conventionele methode geschetst voor de vervaardiging van een MOS-transistor met een *N*-kanaal. Na de N^+-diffusies wordt de stuurelektrode-isolatie aangebracht en daarna wordt de metallisering met behulp van foto-etstechnieken in register gebracht. Een overlapping van enkele microns is moeilijk te vermijden.

In fig. 13*b* is de metaalelektrode aangebracht vóór het maken van de N^+-gebieden. Deze gebieden kan men maken door diffusie of door ionenimplantatie [15] onder gebruikmaking van de maskerende werking van het metaal (ook polykristallijn silicium wordt in dit geval wel benut).

Dikwijls wordt een dik oxide gebruikt om de parasitaire capaciteit te verminderen. De structuur van fig. 13*c* is verkregen door na de N^+-diffusie het gehele oppervlak af te dekken met dik oxide. Van het kanaalgebied wordt nu het dikke oxide verwijderd en vervangen door de dunne stuurelektrode-isolatie. De stuurelektrode ligt dan gedeeltelijk op dik oxide. De bijdrage van dit gedeelte tot de parasitaire capaciteit is daardoor gering.

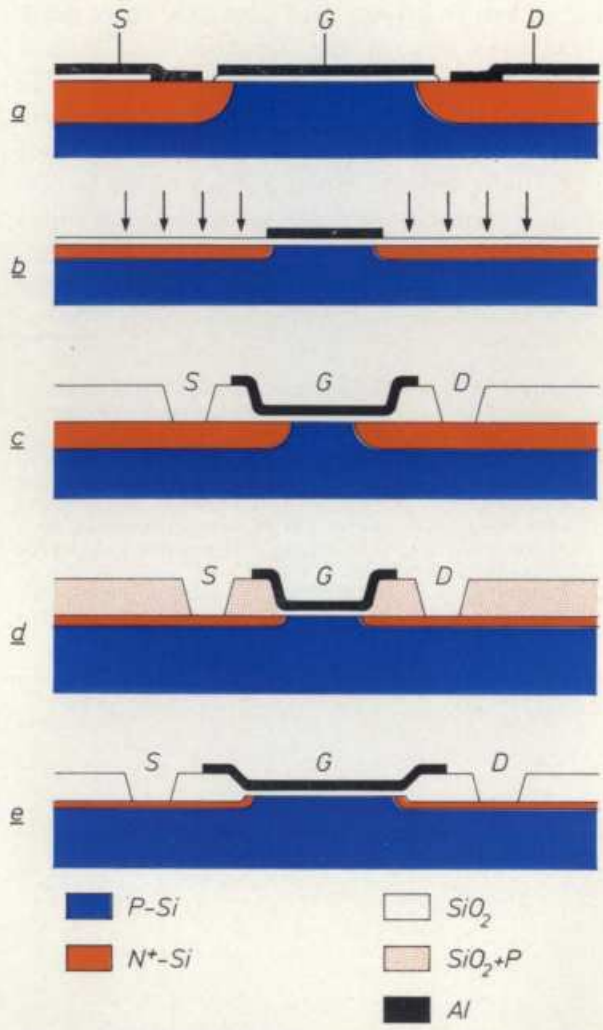


Fig. 13. *a*) Conventionele MOS-structuur, waarbij de overlapping van de stuurelektrode *G* vrij grote parasitaire capaciteiten ten opzichte van toe- en afvoer teweegbrengt. *b*) t/m *e*) MOS-structuren met kleinere parasitaire capaciteiten. *b*) De overlapping is klein, doordat de stuurelektrode als masker dienst doet bij het creëren van de toe- en afvoergebieden, bij voorbeeld door ionenimplantatie. *c*) Buiten het kanaalgebied ligt de stuurelektrode op dik oxide. *d*) Als *c*), maar nu zijn de toe- en afvoergebieden door diffusie vanuit een gedoteerd oxide ontstaan, waardoor hun plaats ten opzichte van de stuurelektrode nauwkeuriger bepaald is. *e*) Het dikke oxide is met de LOCOS-techniek half in het silicium verzonken. Door een juiste beheersing van de diffusie- en oxidatiebehandeling ontstaan diffusiegebieden die slechts een fractie van een micron diep zijn, zodat ook de opstaande kanten een kleine capaciteit ten opzichte van de stuurelektrode hebben.

In fig. 13*d* worden de toe- en afvoergebieden gediffundeerd vanuit een met fosfor gedoteerde SiO_2-laag. Tijdens de diffusie groeit een dun oxide op het kanaalgebied [5]. Ten opzichte van fig. 13*c* heeft dit het grote voordeel dat men voor de juiste ligging van de stuurelektrode niet afhankelijk is van een net op de goede plaats in het dikke oxide geëtst gat. Het overlappende stuk van de metaalelektrode ligt nu vrijwel geheel op dik oxide, en levert slechts een geringe bijdrage tot de parasitaire capaciteit.

In fig. 13*e* is geschetst hoe de LOCOS-techniek ook hier te benutten is. Nadat ervoor gezorgd is dat er nitride op het kanaalgebied aanwezig is, wordt de dif-

[13] J. A. Appels, E. Kooi, M. M. Paffen, J. J. H. Schatorjé en W. H. C. G. Verkuylen, Local oxidation of silicon and its application in semiconductor-device technology, Philips Res. Repts. **25**, 118-132, 1970 (no. 2). J. A. Appels en M. M. Paffen, Local oxidation of silicon; new technological aspects, ibid., ter perse. E. Kooi e.a., LOCOS devices, idem.

[14] L. M. van der Steen, Digitale geïntegreerde schakelingen met MOS-transistors; dit nummer blz. 287.

[15] J. M. Shannon, Met ionenimplantatie gemaakte MOS-transistors voor hoge frequenties; dit nummer blz. 278.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

fusie van toe- en afvoergebied uitgevoerd; deze wordt gecombineerd met oxidatie. Daartoe wordt het siliciumplaatje korte tijd in een atmosfeer gebracht die de *N*-dotering (arseen of antimoon) bevat en vervolgens in een oxiderende atmosfeer. Tijdens de nu inzettende oxidatie diffundeert de *N*-dotering nog verder het silicium in. Er ontstaat zo op de toe- en afvoergebieden een half verzonken oxide met eronder een ondiepe N^+-diffusie. Het nitride op het kanaal kan ten slotte door een andere isolator vervangen worden. Ook nu ligt het overlappende deel van de stuurelektrode grotendeels op dik oxide, waardoor de parasitaire capaciteit ten opzichte van de afvoer klein blijft. Tot dit laatste draagt ook bij dat wij, door de beschreven diffusie- en oxidatiebehandeling, de diffusiediepte tot een fractie van een micron kunnen beperken, waardoor de opstaande kanten van de N^+-gebieden tegenover de stuurelektrode smal blijven.

Samenvatting. De drempelspanning van een MOS-transistor wordt sterk beïnvloed door de oppervlaktetoestanden (Si-atomen met onverzadigde bindingen) aan het grensvlak Si-SiO_2 en door positieve ladingen in het SiO_2. Het aantal oppervlaktetoestanden wordt kleiner bij een behandeling in een zodanige gasatmosfeer dat gemakkelijk SiH-groepen kunnen ontstaan. De positieve oxidelading hangt vaak samen met de aanwezigheid van Na^+-ionen in het oxide. De vorming van SiH-groepen kan ook de oxidelading verminderen.

Door migratie van alkali-ionen door het oxide kan de drempelspanning langzaam verlopen; men brengt om dit te voorkomen een laag fosforsilicaatglas, siliciumnitride of aluminiumoxide op het SiO_2 aan. De elektrische lading aan het grensvlak, vooral dat van Al_2O_3 en SiO_2, kan soms nuttig gebruikt worden om de drempelspanning te beïnvloeden.

Men maakt gebruik van dik oxide om parasitaire capaciteiten klein te houden en onder de bedrading van geïntegreerde MOS-schakelingen parasitaire kanalen te vermijden. De door de auteurs ontwikkelde LOCOS-techniek maakt het mogelijk het dikke oxide verzonken in het silicium aan te brengen, zodat de metallisering geen grote stap behoeft te maken, die een zwakke plek zou kunnen doen ontstaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

De beweeglijkheid van ladingdragers in MOS-transistors

N. St. J. Murphy, F. Berz en I. Flinn

Inleiding

Het geleidingsvermogen van het kanaal in een MOS-transistor wordt bepaald door de dichtheid en de beweeglijkheid van de ladingdragers in het kanaal. Aangezien het kanaal een zeer dunne laag is, werkt men bij voorkeur met een *oppervlak*geleidingsvermogen (A/V) en een *oppervlak*dichtheid n (aantal ladingdragers per cm² van de laag). Indien er geen ladingdragers in oppervlaktoestanden worden gevangen, is n een lineaire functie van de stuurspanning.

Eveneens vanwege de geringe dikte van het kanaal is de beweeglijkheid van de ladingdragers, de *oppervlakbeweeglijkheid* μ, gewoonlijk kleiner dan de normale „volumebeweeglijkheid", doordat de extra-verstrooiing die de ladingdragers aan het oppervlak ondergaan, merkbaar wordt. Deze oppervlakbeweeglijkheid beschouwt men gewoonlijk als een grootheid die onafhankelijk is van de stuurspanning V_{gs}, en die langs het gehele kanaal tussen toe- en afvoer een zelfde waarde heeft. Deze veronderstellingen zijn vaak niet gerechtvaardigd. Het ligt b.v. voor de hand te verwachten dat de invloed van het oppervlak op de beweeglijkheid afhangt van de dikte van het kanaal. De oppervlakdichtheid van de ladingdragers oefent wellicht eveneens invloed uit op μ. Deze beide effecten maken reeds dat μ van V_{gs} moet afhangen, en eveneens van de spanning tussen kanaal en substraat. Daar deze laatste varieert langs het kanaal vanwege het verschil in potentiaal tussen toe- en afvoer, kan ook μ langs het kanaal niet constant zijn. Het leek ons daarom van belang de beweeglijkheid te meten als functie van diverse parameters, in het bijzonder van de stuurspanning en van een tussen het kanaal en het substraat aangelegde keerspanning. Deze metingen worden in dit artikel beschreven.

De oppervlakbeweeglijkheid en de oppervlakdichtheid werden verkregen uit geleidings- en Hall-effectmetingen [1] aan een *homogeen* kanaal, d.i. een kanaal waarin de variaties van de beweeglijkheid en van de dichtheid langs het kanaal verwaarloosd kunnen worden. Een homogeen kanaal verkrijgt men door de afvoerspanning V_{ds} klein te kiezen ten opzichte van de stuurspanning V_{gs}. Tussen kanaal en substraat werd soms een keerspanning V_{bs} aangelegd. In onze metingen zijn V_{gs} en V_{bs} de belangrijkste parameters; andere zijn de temperatuur en de oriëntatie van de kristalassen ten opzichte van het oppervlak.

Onze belangrijkste conclusie is dat de oppervlakbeweeglijkheid μ sterk afhankelijk is van de stuurspanning V_{gs}. Steeds neemt μ van een zeer kleine waarde bij de drempelspanning snel toe tot een maximum bij een stuurspanning van enkele volts daarboven; vervolgens neemt μ weer langzaam af als V_{gs} nog verder stijgt. De metingen hebben ook tot de conclusie geleid dat er vrijwel geen ladingdragers meer in oppervlaktoestanden zijn gevangen bij waarden van V_{gs} die meer dan enkele volts boven de drempelspanning liggen.

Deze resultaten kunnen niet worden verklaard door een eenvoudige vorm van verstrooiing aan het oppervlak aan te nemen, en zij vormen een interessant probleem voor de theoreticus. Voor de praktijk zijn de variaties in de beweeglijkheid van belang omdat zij invloed hebben op de karakteristieken van de MOS-transistor; met deze variaties moet men b.v. rekening houden als men verband legt tussen het gedrag van een MOS-transistor en de kwaliteit van het oppervlak en van de oxidelaag. Ten slotte vermelden wij nog dat gegevens over de oppervlakbeweeglijkheid en het vangen van ladingdragers van belang zijn voor de analyse van $1/f$-ruis bij MOS-transistors [2].

De meetmethode

De conductantie van het kanaal volgt onmiddellijk uit de stroom en de spanning tussen toe- en afvoer ver beneden het verzadigingsgebied. Voor het meten van de Hall-spanning zijn echter speciale transistors nodig die voorzien zijn van Hall-contacten. In *fig. 1* ziet men een voorbeeld van de Si-transistors die speciaal voor ons doel zijn gemaakt. Op ieder exemplaar komen vier MOS-transistors voor, gegeven door

N. St. J. Murphy, M. A., destijds medewerker van Mullard Research Laboratories, thans verbonden aan het Department of Electronic Engineering van de Universiteit van Liverpool; Mrs. F. Berz, Ph. D., en I. Flinn, B. Sc., medewerkers van Mullard Research Laboratories, Redhill, Surrey, Engeland.

[1] J. N. Zemel en R. L. Petritz, Phys. Rev. **110**, 1263, 1958.
N. St. J. Murphy, Surface Sci. **2**, 86, 1964.
A. B. Fowler, F. Fang en F. Hochberg, IBM J. Res. Devel. **8**, 427, 1964.
D. Colman, R. T. Bate en J. P. Mize, J. appl. Phys. **39**, 1923, 1968.
H. F. van Heek, Solid-State Electronics **11**, 459, 1968.
F. F. Fang en A. B. Fowler, Phys. Rev. **169**, 619, 1968.
[2] I. Flinn, G. Bew en F. Berz, Solid-State Electronics **10**, 833, 1967.
I. Flinn, F. Berz en G. Bew, verschijnt binnenkort in Solid-State Electronics.
C. T. Sah en F. H. Hielscher, Phys. Rev. Letters **17**, 956, 1966.
G. Abowitz, E. Arnold en E. A. Leventhal, IEEE Trans. **ED-14**, 775, 1967.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de toe- en afvoercontacten *A-F*, *A-B*, *B-H* en *B-H'*. Alleen de grote vierkante MOS-transistor *A-B* (250 μm × 250 μm) werd voor de hier beschreven metingen gebruikt; deze transistor is voorzien van door diffusie verkregen Hall-contacten *D* en *E*; *G* is het contact voor de stuurelektrode en *C* dat voor het substraat. (De transistor *A-F*, met afmetingen die representatief zijn voor een commerciële MOS-transistor, werd voor ruismetingen gebruikt [2]; de transistors *B-H* en *B-H'* werden ontworpen voor een ander type Hall-metingen.)

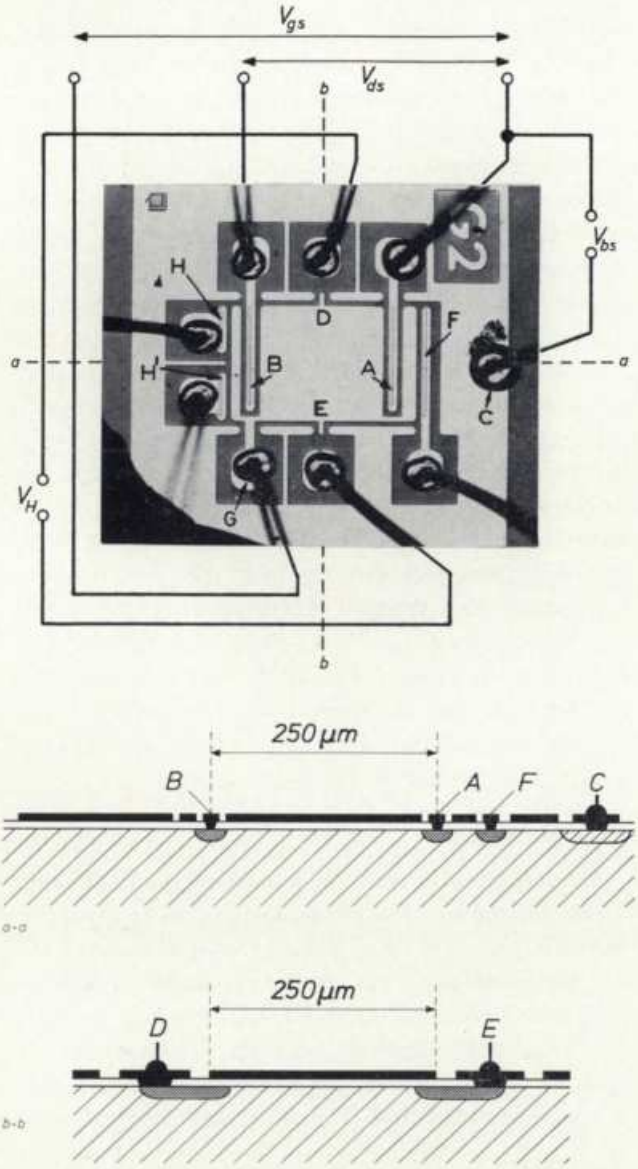


Fig. 1. Een voor de metingen gebruikte MOS-transistor. In de doorsneden is het substraat wijd gearceerd, de door diffusie verkregen contacten zijn grijs of nauw gearceerd, de oxidelaag is wit en de metaallaag is zwart. Alleen de grote vierkante MOS-transistor *A-B* is voor de hier besproken metingen gebruikt. (*A-F* is gebruikt voor ruismetingen; *B-H* en *B-H'* waren bedoeld voor Hall-metingen van een andere soort.) De aansluitingen voor de afvoerspanning V_{ds}, de stuurspanning V_{gs}, de Hall-spanning V_H en de keerspanning tussen kanaal en substraat V_{bs} zijn schematisch weergegeven. De conductantie wordt gemeten tussen de contacten *A* en *B*, de Hall-spanning tussen de contacten *D* en *E*. In de doorsnede *b-b* is de overlapping van de contacten *D* en *E* met de uitsteeksels aan de stuurelektrode bij *D* en *E* weergegeven.

Enkele van deze transistors werden gemaakt in Mullard Research Laboratories te Redhill, andere in het Hirst Research Centre te Wembley en weer andere in Philips' Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven. Zij werden alle geoxideerd bij 1200 °C, vervolgens gestabiliseerd met fosfaatglas en ten slotte door opdampen voorzien van een aluminium stuurelektrode. De dikte van de oxidelagen varieert tussen 0,2 en 0,3 μm, de soortelijke weerstand van het substraat tussen 5 en 20 Ωcm.

De volgende grootheden zijn tegelijkertijd gemeten als functie van V_{gs}.

1) De stroom I_d, waaruit de conductantie g_s van het kanaal volgt:

$$g_s = I_d/V_{ds}. \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

2) De Hall-spanning V_H tussen de contacten *D* en *E* die optreedt als de transistor zich in een magneetveld bevindt met een inductie *B* van ongeveer 13 kilogauss loodrecht op het vlak van het kanaal.

Aangezien het kanaal vierkant is, is de conductantie (in A/V) gelijk aan het oppervlakgeleidingsvermogen en dus, uitgedrukt in de beweeglijkheid μ_c (in cm²/Vs) en de oppervlakdichtheid n (in cm^{-2}), gelijk aan

$$g_s = ne\mu_c, \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

waarin e de elementaire lading (in coulombs) is.

De Hall-spanning V_H is evenredig met V_{ds} en *B*; de evenredigheidsfactor wordt bepaald door de „Hall-beweeglijkheid" μ_H. Er geldt:

$$V_H = 10^{-8}\,\alpha\,\mu_H B V_{ds}, \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

waarin α een dimensieloze geometrische factor is die afhangt van de verhouding van lengte tot breedte van het kanaal (in ons geval van een vierkant kanaal is $\alpha = 0{,}68$); μ_H is uitgedrukt in cm²/Vs en *B* in gauss. De Hall-beweeglijkheid μ_H kan een factor die tussen 1 en 2 ligt verschillen met de „geleidingsbeweeglijkheid" μ_c die werd geïntroduceerd in (2).

In het vervolg zullen we $\mu_c = \mu_H$ stellen bij de bepaling van n. Uitgedrukt in de gemeten grootheden V_H en g_s zijn de beweeglijkheid en de dichtheid dan:

$$\mu_H = \frac{10^8}{\alpha B} \cdot \frac{V_H}{V_{ds}}, \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

$$n = \frac{g_s}{e\mu_H}. \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

Theoretisch is $\mu_H = r\mu_c$, waarin r een statistische constante is die bepaald wordt door de wijze waarop de gemiddelde tijd tussen twee botsingen van een ladingdrager afhangt van zijn ener-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

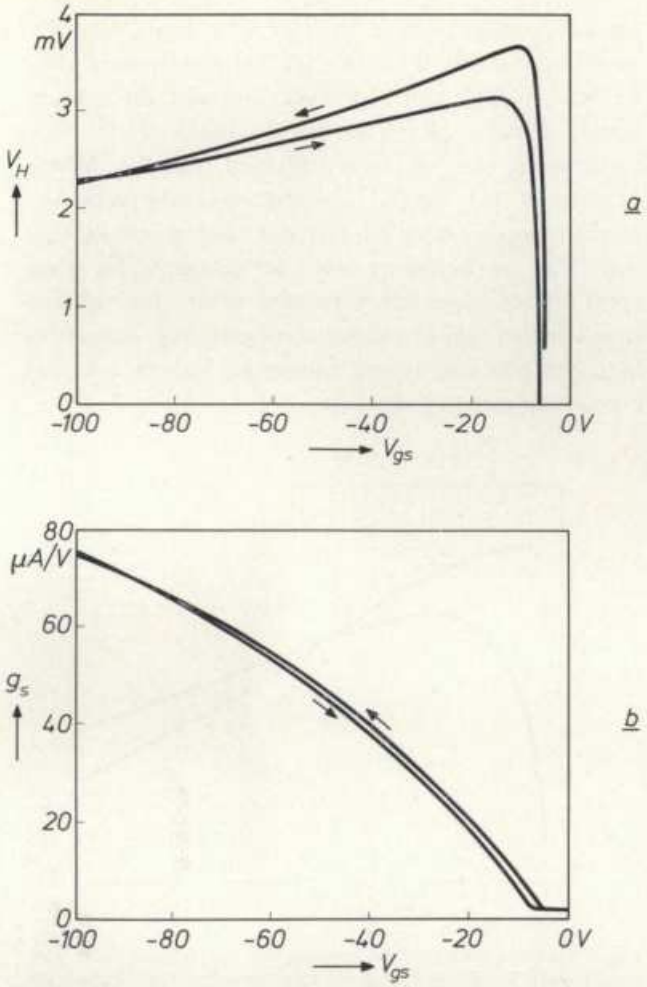


Fig. 2. *a*) De Hall-spanning V_H als functie van de stuurspanning V_{gs}, voor een *P*-kanaal evenwijdig met een (111)-vlak bij 285 °K. *b*) Hetzelfde voor de conductantie g_s van het kanaal.

gie [3]. Speelt het oppervlak geen rol, dan is $r = 1{,}18$ voor verstrooiing door thermische roostertrillingen (verstrooiing door fononen) en $r = 1{,}93$ voor verstrooiing door geïoniseerde stoorcentra. Zoals wij op blz. 251 zullen zien, hebben wij aanwijzingen gevonden dat in al onze monsters μ_H/μ_c nagenoeg onafhankelijk is van V_{gs}. Voor deze verhouding, die varieert van monster tot monster, vonden wij waarden tussen 1,15 en 1,85. Stellen wij $\mu_c = \mu_H$, dan zullen onze resultaten voor n dus voor alle monsters goed zijn op een constante factor na die tussen 1 en 2 ligt.

De metingen werden uitgevoerd aan een tiental Si-transistors, met *N*- of *P*-kanaal en met het oppervlak in het (111)- of in het (100)-vlak.
Er werd gemeten bij kamertemperatuur en bij lagere temperaturen tot 150 °K. Om een homogeen kanaal te verkrijgen werd de spanning tussen toe- en afvoer V_{ds} klein gehouden (0,2 V) ten opzichte van V_{gs}. Bij een aantal metingen werd een keerspanning V_{bs} tussen kanaal en substraat aangelegd. Alle monsters vertoonden kwalitatief het gedrag dat in de hieronder gegeven voorbeelden tot uiting komt.

[3] Zie b.v. R. A. Smith, Semiconductors, Cambridge University Press 1961, blz. 117-123.

De meetresultaten

De directe resultaten van onze metingen waren grafieken van V_H en g_s als functie van V_{gs}, opgetekend door een *x*,*y*-schrijver; zie als voorbeeld *fig. 2a* en *b*. Zoals men ziet, vertonen deze grafieken hysteresis (in dit voorbeeld is deze sterker dan in de meeste gevallen). Uit verg. (3) volgt dat de hysteresis in V_H het gevolg is van hysteresis in μ_H. Wij hebben nagegaan dat in fig. 2*b*, voor $|V_{gs}| > 10$ V, de hysteresis in g_s hoofdzakelijk het gevolg is van hysteresis in μ, en niet, zoals men gewoonlijk aanneemt, van hysteresis in n alleen. Deze hysteresis-effecten zijn van groot belang. Zij hangen waarschijnlijk samen met het gevangen raken van ladingdragers bij stuurspanningen die dicht bij de drempelspanning liggen, of met migratie van ionen in de oxidelaag. Wij hebben er echter geen systematische studie van gemaakt, en beschouwen in het volgende alleen krommen die opgetekend zijn bij toenemende waarden van $|V_{gs}|$.

Uit de directe resultaten, zoals die van fig. 2, werden met behulp van verg. (4) en (5) de Hall-beweeglijkheid μ_H en de oppervlakdichtheid n afgeleid. Representatieve voorbeelden ziet men in *fig. 3a* en *b*.

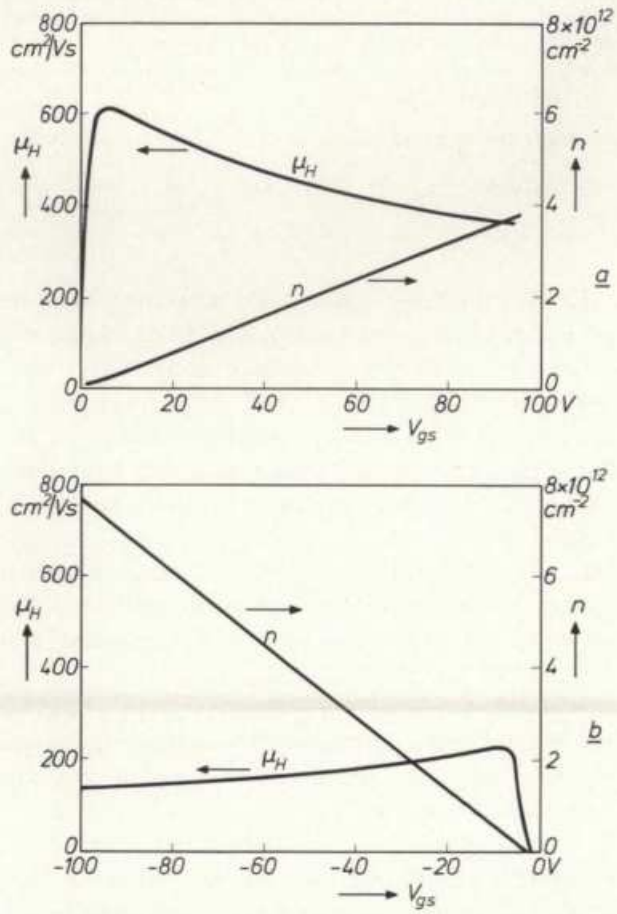


Fig. 3. De Hall-beweeglijkheid μ_H en de oppervlakdichtheid n van ladingdragers als functie van de stuurspanning V_{gs} gemeten bij 285 °K, voor een *N*-kanaal (*a*) en voor een *P*-kanaal (*b*), beide evenwijdig met een (111)-vlak.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De Hall-beweeglijkheid als functie van V_{gs} bij kamertemperatuur

Wat het meest opvalt in onze resultaten zijn de grote veranderingen die in μ_H optreden als V_{gs} varieert. Bij alle monsters neemt μ_H als functie van $|V_{gs}|$ vanaf de drempelspanning eerst snel toe en vervolgens langzaam af. Het maximum μ_{Hm} wordt bereikt bij een waarde V_{gm} van V_{gs} die bij de verschillende monsters tussen 4 en 10 V boven de drempelspanning ligt; μ_{Hm} is omstreeks $\frac{1}{3}$ of $\frac{1}{2}$ van de volumebeweeglijkheid. De waarde van n die met V_{gm} correspondeert, is bij alle monsters kleiner dan 10^{12} cm^{-2}.

De waarden van μ_{Hm} die bij verschillende kristaloriëntaties werden gevonden, vindt men in *tabel I*. Deze waarden lopen sterk uiteen; een eventuele invloed van de kristaloriëntatie wordt daardoor verdoezeld. Volgens andere onderzoekers [4] geldt voor kanalen van type N: μ_{Hm} (111) $<$ μ_{Hm} (100), terwijl voor kanalen van type P geldt: μ_{Hm} (111) $>$ μ_{Hm} (100). In onze resultaten kan men een tendentie bespeuren die hiermee overeenstemt.

Tabel I. De invloed van de kristaloriëntatie op de maximale beweeglijkheid μ_{Hm} bij $T = 300$ °K. Elk van de gegeven waarden is representatief voor een groep monsters die afkomstig zijn van dezelfde plak silicium.

geleidingstype kanaal	N		P	
oriëntatie van het oppervlak	(111)	(100)	(111)	(100)
μ_{Hm} in cm²/Vs	610	740 870	180 224	166

Er is vooralsnog geen goede verklaring voor de gevonden variatie van μ_H met V_{gs}. In navolging van Schrieffer [5], die een eenvoudig model heeft uitgewerkt, veronderstelt men vaak dat de verstrooiing van ladingdragers aan het oppervlak diffuus is [6]. Dit is echter niet in overeenstemming met onze waarnemingen. Als $|V_{gs}|$ toeneemt, worden de ladingdragers dichter naar het oppervlak getrokken; diffuse verstrooiing aan het oppervlak zou derhalve een continue afneming van μ_H met toenemende $|V_{gs}|$ impliceren, wat in strijd is met de waargenomen toeneming van μ_H in het begin.

Wellicht speelt in het gebied $|V_{gs}| < |V_{gm}|$ de verstrooiing door geïoniseerde stoorcentra een rol van betekenis. Bij toenemende $|V_{gs}|$ neemt de dichtheid van vrije ladingdragers in het kanaal toe [7]; de daarmee gepaard gaande sterkere afscherming van de geladen stoorcentra zou, bij deze vorm van verstrooiing, tot een toeneming van μ_H moeten leiden. In het gebied $|V_{gs}| > |V_{gm}|$ is de afneming van μ_H met toenemende $|V_{gs}|$ een aanwijzing voor diffuse verstrooiing aan het oppervlak. Dit afnemen van μ_H gaat echter veel langzamer dan door Schrieffer wordt voorspeld [8] (zie *fig. 4*). De verstrooiing vindt wellicht plaats aan oppervlakfononen die samenhangen met „Rayleigh-oppervlakgolven" [9]. De verstrooiing en de beweeglijkheid van de ladingdragers in het kanaal zouden ook nog beïnvloed kunnen worden door het feit dat voor grote waarden van $|V_{gs}|$ de beweging van de ladingdragers loodrecht op het oppervlak verstoord wordt door quantisatie-effecten; bij een grote stuurspanning vormen de ladingdragers een tweedimensionaal gas in een vlak evenwijdig met het oppervlak [10].

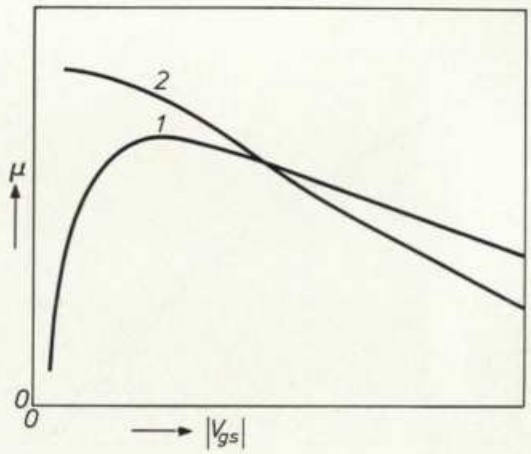


Fig. 4. De beweeglijkheid als functie van V_{gs}, schematisch: *1* experimenteel, *2* volgens de theorie van Schrieffer voor diffuse oppervlakverstrooiing.

Deze quantisatie-effecten kunnen begrijpelijk gemaakt worden door het eenvoudige geval te beschouwen van een deeltje met massa m in een eendimensionale rechthoekige potentiaalput met breedte a. In een dergelijke put is de grootte van de golfvector k van de golffunctie van het deeltje door de randvoorwaarden beperkt tot de waarden $\pi n/a$ ($n = 1, 2, \ldots$), overeenkomend met de energiewaarden $E_n = \hbar^2k^2/2m = (\hbar^2/2m)(\pi n/a)^2$. Het verschil tussen twee opeenvolgende energieniveaus neemt dus toe als a afneemt.

In een MOS-transistorkanaal worden de ladingdragers naar het oppervlak getrokken door het elektrische veld ten gevolge van de stuurspanning. Dit betekent dat zij in de richting (z) loodrecht op het oppervlak zich in een (weliswaar niet rechthoekige) potentiaalput bevinden, die in breedte afneemt als $|V_{gs}|$ toeneemt. Dit leidt tot quantisatie-effecten in de z-richting [11]. Bezien we de situatie nauwkeuriger, dan is de energie van de ladingdragers $E = E_{zn} + \frac{1}{2}m^*(v_x^2 + v_y^2)$, waarin m^* de effectieve massa is en v_x en v_y de snelheidscomponenten evenwijdig aan het oppervlak zijn; E_{zn} is nu gequantiseerd ($n = 1, 2, \ldots$) (zie *fig. 5*). Bij elke waarde van n is er derhalve een tweedimensionale sub-band, waarin de minimale energie E_{zn} is. Evenals bij het deeltje in de eendimensionale put neemt $E_{zn}-E_{z(n-1)}$ toe als de put smaller wordt, d.w.z. als $|V_{gs}|$ toeneemt. Voor voldoend grote waarden van $|V_{gs}|$ (dus van n) is $E_{z2}-E_{z1}$ groter dan kT. Dit is bv. het geval voor $n = 3$ à 5×10^{11} cm^{-2} bij 285 °K en $m^* = \frac{1}{3}m_e$ (waarin m_e de massa van het vrije elektron is). Bij deze dichtheden is het gas van ladingdragers niet ontaard; het grootste gedeelte van de deeltjes bevindt zich

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

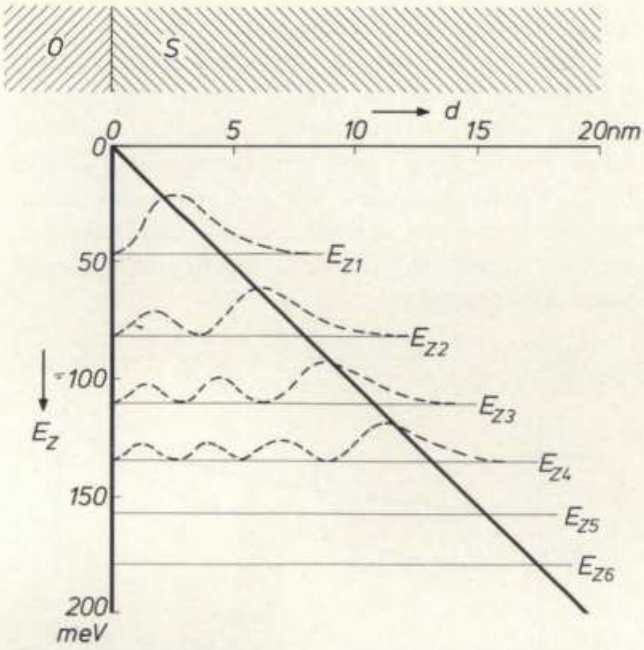


Fig. 5. Quantisatie van de energie van gaten in een nauw P-kanaal. Voor de effectieve massa is de helft van de massa van het elektron genomen. De gatenenergie E_z is naar beneden uitgezet, omdat men de energie van elektronen meestal naar boven laat toenemen. d is de afstand van het scheidingsvlak tussen oxide en halfgeleider. Een veld van 10^5 V/cm (constant verondersteld in het kanaal) levert de potentiaal die is weergegeven door de schuine dikke lijn. Deze vormt, samen met de potentiaalbarrière aan het oppervlak (de verticale lijn bij $d = 0$), een energieput voor de gaten. De energie E_z van de gaten die correspondeert met beweging loodrecht op het kanaal is gequantiseerd, en de eerste zes niveaus zijn weergegeven (dunne lijnen). Op de eerste vier niveaulijntjes is $|\psi|^2$ uitgezet (gestreepte krommen), waarbij ψ de genormaliseerde golffunctie is die bij het niveau behoort.

in de laagste sub-band E_{z1} en blijft in deze band, aangezien de energie die bij verstrooiing door stoorcentra of thermische roostertrillingen uitgewisseld wordt ongeveer gelijk is aan kT en derhalve niet voldoende om E_{z2} te bereiken. Dit betekent dat door verstrooiing de snelheid alleen veranderd kan worden in richtingen evenwijdig met het oppervlak. Deze beperking moet een grote invloed hebben op de beweeglijkheid van de ladingdragers.

Verder is de effectieve massa m^* in het vlak evenwijdig met het oppervlak afhankelijk van de kristaloriëntatie; dit moet de beweeglijkheid eveneens beïnvloeden ($\mu = e\tau/m^*$, waarin τ een gemiddelde is van de tijd tussen twee botsingen). Dit effect wordt wel genoemd [12] als mogelijke oorzaak voor de afhankelijkheid van μ_H van de oppervlakoriëntatie (tabel I).

De dichtheid van vrije ladingdragers als functie van V_{gs} bij kamertemperatuur

In tegenstelling met μ_H vertoont n een zeer regelmatig gedrag (fig. 3). Hoewel n van μ_H wordt afgeleid (en van g_s, zie verg. 5), varieert n lineair met V_{gs} tot ver in het gebied waar μ_H sterk varieert. In feite is n in een gebied van stuurspanningen dat zich van grote $|V_{gs}|$ naar beneden uitstrekt tot 2 à 4 V beneden $|V_{gm}|$, binnen 1 à 2% een lineaire functie van V_{gs}. De laagste waarde van $|V_{gs}|$ waarvoor dit nog geldt komt in sommige gevallen overeen met een waarde van μ_H die niet minder dan 20% beneden μ_{Hm} ligt. Voor nog lagere waarden van $|V_{gs}|$ lijken er afwijkingen van de lineariteit op te treden, maar de resultaten zijn in dit gebied niet nauwkeurig.

Raken er geen ladingdragers gevangen, dan moet men een lineair gedrag verwachten. De lading ne van de vrije ladingdragers per cm² moet dan op een constante na gelijk zijn aan het produkt van V_{gs} en de capaciteit C tussen stuurrooster en kanaal per cm²:

$$ne = CV_{gs} + \text{constante}. \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

De analyse van onze resultaten is in feite iets ingewikkelder geweest. Laten we voor een ogenblik de identificatie van μ_c met μ_H vergeten en onderscheid maken tussen de gemeten grootheid $n_H = g_s/e\mu_H$ en de echte oppervlakdichtheid van ladingdragers $n_c = g_s/e\mu_c$. Dan moet men theoretisch verwachten (als er geen ladingdragers gevangen raken) dat n_c een lineaire functie van V_{gs} is, terwijl bij alle monsters experimenteel blijkt dat dit nu juist voor n_H het geval is. Dit kan men beschouwen als steun voor de stelling dat μ_c/μ_H onafhankelijk is van V_{gs}. Hierop doelden wij op blz. 249. Neemt men aan dat deze stelling juist is, dan geldt:

$$\frac{dn_c}{dV_{gs}} = \frac{\mu_H}{\mu_c}\frac{dn_H}{dV_{gs}}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Het linkerlid wordt gegeven door de capaciteit tussen kanaal en stuurrooster, die men onafhankelijk kan bepalen, zodat μ_H/μ_c kan worden berekend uit de waargenomen variatie van n_H met V_{gs}. Op deze wijze werden de reeds eerder genoemde waarden van 1,15 tot 1,85 voor μ_H/μ_c verkregen.

De veldeffectbeweeglijkheid μ_{FE}

Bij de bespreking van de prestaties van een MOS-transistor definieert men de beweeglijkheid dikwijls als

$$\mu_{FE} = \frac{1}{C}\frac{dg_s}{dV_{gs}}. \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

Deze grootheid zullen we hier de „veldeffectbeweeglijkheid" noemen. C is de capaciteit tussen stuurrooster en kanaal per cm². μ_{FE} en μ_c zouden gelijk zijn als μ_c onafhankelijk van V_{gs} was, en dus onafhankelijk van n, en als tevens de ladingstoeneming CdV_{gs} in het kanaal die door dV_{gs} wordt geïnduceerd, gelijk zou zijn aan de ladingstoeneming edn van

[4] E. Arnold en G. Abowitz, Appl. Phys. Letters **9**, 344, 1966; zie ook het artikel van Colman e.a. [1].
[5] J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **97**, 641, 1955.
[6] F. Fang en S. Triebwasser, IBM J. Res. Devel. **8**, 410, 1964. R. F. Pierret en C. T. Sah, Solid-State Electronics **11**, 279, 1968.
[7] E. Arnold en G. Abowitz, Appl. Phys. Letters **9**, 344, 1966. R. F. Greene en R. W. O'Donnell, Phys. Rev. **147**, 599, 1966. F. Stern en W. E. Howard, Phys. Rev. **163**, 816, 1967. Zie ook het artikel van Murphy [1].
[8] Zie het artikel van Pierret en Sah [6].
[9] R. F. Wallis, Surface Sci. **2**, 146, 1964.
[10] Zie de artikelen van Murphy [1], van Colman e.a. [1] en van Stern en Howard [7].
[11] Zie de artikelen van Murphy [1] en van Colman e.a. [1].
[12] Zie het artikel van Colman e.a. [1].

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de vrije ladingdragers. Indien μ_c echter van n afhangt, vindt men met behulp van verg. (8) en (2):

$$\mu_{FE} = \frac{e}{C}\left[\mu_c + n\frac{d\mu_c}{dn}\right]\frac{dn}{dV_{gs}} = (1-\gamma)\left[\mu_c + n\frac{d\mu_c}{dn}\right], \quad \ldots \quad (9)$$

waarin $\gamma = (CdV_{gs}-edn)/CdV_{gs}$ de fractie is van de geïnduceerde lading die in oppervlaktoestanden is gevangen. Vaak stelt men $\mu_{FE} = (1-\gamma)\mu_c$; uit (9) blijkt dat dit niet juist is als μ_c van n afhangt.

Fig. 6 geeft een voorbeeld van de variatie van μ_c (gelijk genomen aan μ_H) en van de veldeffectbeweeglijkheid μ_{FE}. Men ziet dat deze laatste, behalve bij het maximum van μ_c, van μ_c verschilt, hoewel het vangen van ladingdragers in het grootste deel van het gebied van geen betekenis is ($\gamma \approx 0$). Dit verschil ontstaat doordat de beweeglijkheid afhangt van V_{cs}, en derhalve van n (verg. 9).

De invloed van een keerspanning tussen kanaal en substraat

De bovenbesproken metingen werden herhaald bij verschillende waarden van een tussen kanaal en substraat aangelegde keerspanning V_{bs} (zie fig. 1), zowel voor (111)- als voor (100)-kanalen. (V_{bs} wordt in feite aangelegd tussen de *toevoer* en het substraat; V_{gs} wordt als steeds gemeten tussen toevoer en stuurrooster.) In de *figuren 7* en *8* ziet men voorbeelden van de resultaten. Steeds vindt men dat, voor elke waarde van V_{gs} of n, de beweeglijkheid μ_H afneemt met toenemende V_{bs}, althans in het gebied tussen de drempelspanning en V_{gm}. Dit kan wellicht worden toegeschreven aan verstrooiing door ladingen in de depletielaag. Misschien speelt de toeneming met V_{bs} van het gemiddelde veld loodrecht op het kanaal hier ook een rol. Voor $|V_{gs}| \gg |V_{gm}|$ blijkt de beweeglijkheid in sommige gevallen niet door V_{bs} te worden beïnvloed.

De helling van n als functie van V_{gs} blijft constant en onafhankelijk van V_{bs} (fig. 8); hieruit blijkt nogmaals dat er geen ladingdragers gevangen worden. Het verschil tussen de waarden van n voor $V_{bs} = 0$ en $V_{bs} \neq 0$ bij gegeven V_{gs} is voornamelijk het gevolg van ladingen in de depletielaag; dit verschil kan gebruikt worden om de dotering van het substraat in de omgeving van het oppervlak te schatten.

De invloed van de temperatuur

Voorbeelden van de variatie van de beweeglijkheid en van de geleiding van het kanaal met de temperatuur tussen 156 °K en 285 °K ziet men in *fig. 9*. Voor $|V_{gs}| > |V_{gm}|$ neemt de beweeglijkheid in het algemeen toe als de temperatuur afneemt, zoals het geval zou zijn bij verstrooiing door thermische roostertrillingen (fononverstrooiing). De maximale beweeglijkheid μ_{Hm} is evenredig met T^{-a}, waarbij a ongeveer 1,5 is [13]. De helling van n als functie van V_{gs} (niet in de figuur) verandert niet met de temperatuur, maar de kromme wordt wel enigszins verplaatst, hetgeen een verandering van de drempelspanning met de temperatuur inhoudt.

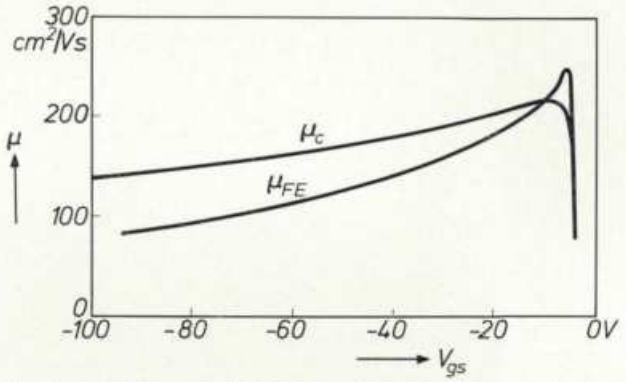


Fig. 6. De Hall-beweeglijkheid μ en de veldeffectbeweeglijkheid μ_{FE} als functie van V_{gs}, voor een *P*-kanaal in een (111)-vlak bij 285 °K.

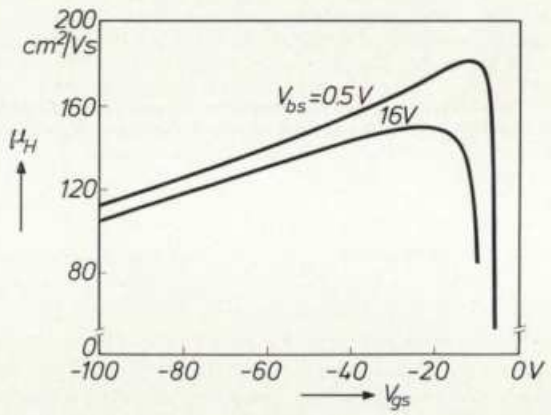


Fig. 7. De invloed van een keerspanning V_{bs} tussen kanaal en substraat op de Hall-beweeglijkheid μ_H als functie van V_{gs}, voor een *P*-kanaal in een (111)-vlak bij 285 °K.

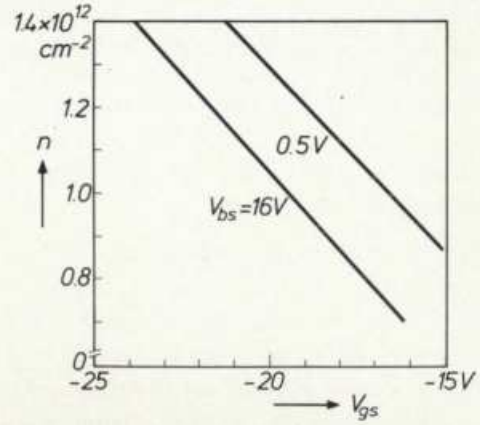


Fig. 8. De invloed van een keerspanning V_{bs} tussen kanaal en substraat op de ladingdragersdichtheid n als functie van V_{gs}, voor hetzelfde kanaal als dat van fig. 7.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

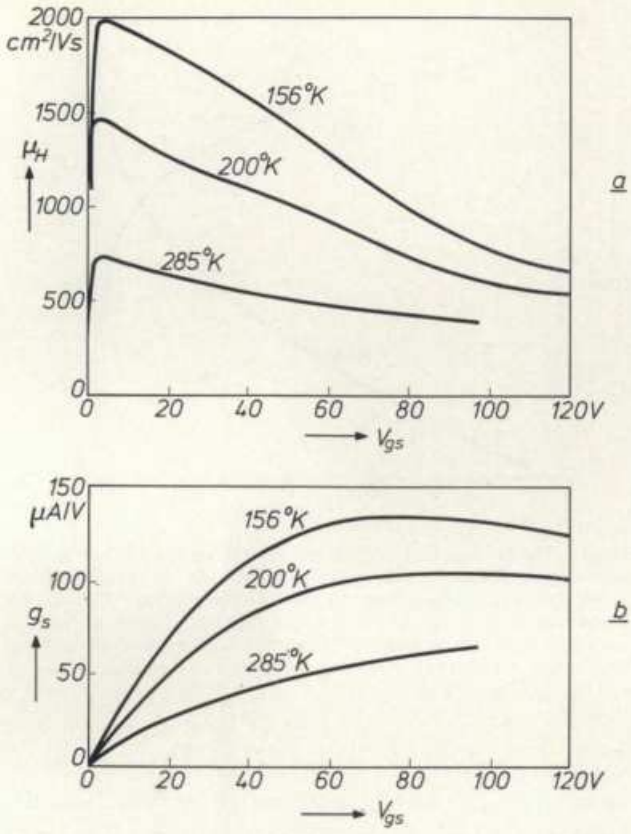


Fig. 9. *a*) Invloed van de temperatuur op het verband tussen de beweeglijkheid μ_H en de stuurspanning V_{gs}. *b*) Idem voor de conductantie g_s van het kanaal. Beide grafieken gelden voor een *N*-kanaal in een (100)-vlak met $V_{bs} = 0$.

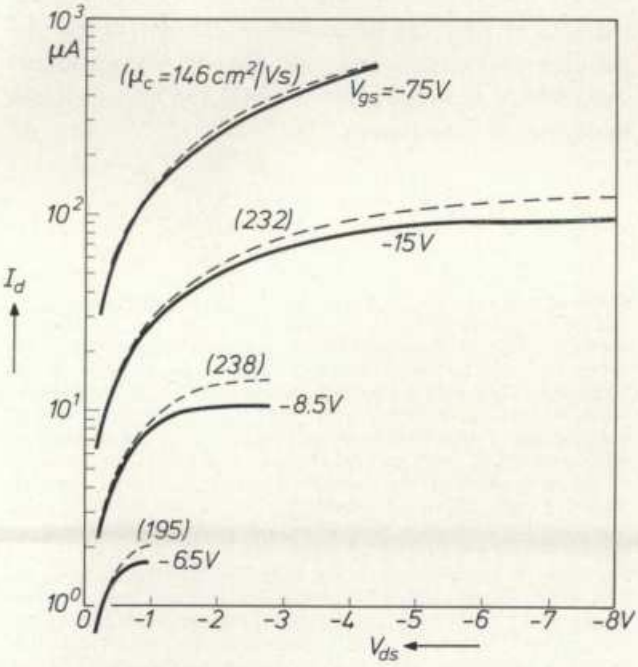


Fig. 10. Vergelijking van de experimentele I_d,V_{ds}-karakteristieken (getrokken krommen) van een *P*-(111)-kanaal, bij 285 °K, met de theoretische karakteristieken (gestreepte krommen) die afgeleid zijn in de veronderstelling dat de beweeglijkheid constant is langs het kanaal. De aangegeven beweeglijkheden zijn verkregen door aanpassing van de theoretische aan de experimentele krommen bij kleine waarden van V_{ds}. De drempelspanning is −4,45 V. De donorconcentratie N_D is $3{,}3 \times 10^{14}$ cm^{-3}.

Voor de (100)-kanalen van type *N* van fig. 9, en alleen voor deze, wordt dg_s/dV_{gs} voor $T < 200$ °K bij grote waarden van V_{gs} negatief. Dit komt doordat μ_H sneller afneemt dan $1/n$. Een dergelijke afneming is wel toegeschreven aan quantisatie-effecten; deze introduceren veranderingen in de gemiddelde effectieve massa in (100)-kanalen [14]. Meer recente waarnemingen van een negatieve dg_s/dV_{gs} bij andere oriëntaties en bij kanalen van type *P* maken deze verklaring echter twijfelachtig [15].

Invloed van de beweeglijkheidsvariaties op de karakteristieken van een MOS-transistor

Van Nielen en Memelink [16] hebben een theoretisch verband afgeleid tussen de stroom I_d en de afvoer- en de stuurspanning V_{ds} en V_{gs}, rekening houdend met de ladingen op de donors of acceptors in de depletielaag tussen het kanaal en het substraat. Zij veronderstellen dat er geen ladingdragers worden gevangen, en dat het elektrische veld in de oxidelaag en in de depletielaag loodrecht op het oppervlak staat (de „gradual channel approximation"). Dit is een goede benadering als, zoals in ons geval, de afstand tussen toe- en afvoer veel groter is dan de dikte van de depletielaag bij de afvoer. Minder gerechtvaardigd zijn de veronderstellingen van deze onderzoekers dat de beweeglijkheid μ_c constant is langs het kanaal, en onafhankelijk van V_{gs}. Hier is immers juist gebleken dat μ_c sterk van V_{gs} afhangt (zie ook [17]) en eveneens van de spanning V_{bs} tussen kanaal en substraat. In een willekeurig punt in het kanaal met een potentiaal $V(x)$ ten opzichte van de toevoer is de beweeglijkheid gelijk aan de beweeglijkheid in een homogeen kanaal waarbij er een spanning $V_{gs} - V(x)$ tussen stuurelektrode en kanaal staat, en een keerspanning $V(x)$ tussen kanaal en substraat (we nemen aan dat „hot electron effects" verwaarloosd kunnen worden).

In *fig. 10* ziet men de invloed van de beweeglijkheidsvariaties op de I_d,V_{ds}-karakteristieken. De getrokken krommen volgen uit metingen aan de grote MOS-transistor (*A*-*B* in fig. 1) met een *P*-(111)-kanaal. De gestreepte krommen corresponderen met de relaties van Van Nielen en Memelink, met een beweeglijkheid μ_c die constant is langs het kanaal en die is aangepast aan de experimentele krommen bij lage waarden van V_{ds}. Bij grotere V_{ds} treden dan aanzienlijke discrepanties op tussen de berekende en de geme-

[13] J. Grosvalet, C. Jund, C. Motsch en R. Poirier, Surface Sci. **5**, 49, 1966; zie ook de artikelen van Fang en Fowler [1] en van Fang en Triebwasser [6].
[14] F. F. Fang en W. E. Howard, Phys. Rev. Letters **16**, 797, 1966.
[15] Zie het artikel van Fang en Fowler [1].
[16] J. A. van Nielen en O. W. Memelink, Philips Res. Repts. **22**, 55, 1967.
[17] D. Frohman-Bentchkowsky, Proc. IEEE **56**, 217, 1968.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ten stroom; voor $V_{gs} = -8.5$ V b.v. niet minder dan 40 %. Deze discrepanties en de gevonden μ-variatie zijn kwalitatief in overeenstemming met wat wij in het voorgaande hebben gezien:

1) De door aanpassing bij kleine V_{ds} gevonden beweeglijkheid μ_e varieert kwalitatief op dezelfde wijze met V_{gs} als experimenteel werd gevonden (fig. 7, $V_{bs} = 0{,}5$ V); in beide gevallen vindt men b.v. een maximum bij $V_{gs} \approx -8{,}5$ V.
2) Voor hogere waarden van V_{ds} ligt I_d beneden de theoretische krommen. Dit is volgens de verwachting: het over het kanaal gemiddelde van μ_e moet afnemen met toenemende V_{ds}, omdat de keerspanning tussen kanaal en substraat die gepaard gaat met de spanning tussen toe- en afvoer, toeneemt. Voor zeer grote waarden van V_{ds}, waar I_d vrijwel verzadigd is, zijn de afwijkingen tussen de theoretische en de experimentele krommen wellicht gedeeltelijk te wijten aan onnauwkeurigheden in de geschatte waarden van de drempelspanning en de dotering van het materiaal.
3) In overeenstemming met fig. 7 zijn de afwijkingen van I_d het grootst bij waarden van $|V_{gs}|$ waar de beweeglijkheid maximaal is, en bij lagere waarden.

De variatie van μ_e en van de potentiaal $V(x)$ langs het kanaal kunnen kwantitatief worden afgeleid uit de experimentele I_d, V_{ds}-karakteristieken. Dit is elders nader uitgewerkt [18]. De resultaten voor het monster van fig. 10 voor $V_{ds} = -8$ V, $V_{gs} = -15$ V ziet men in *fig. 11*.

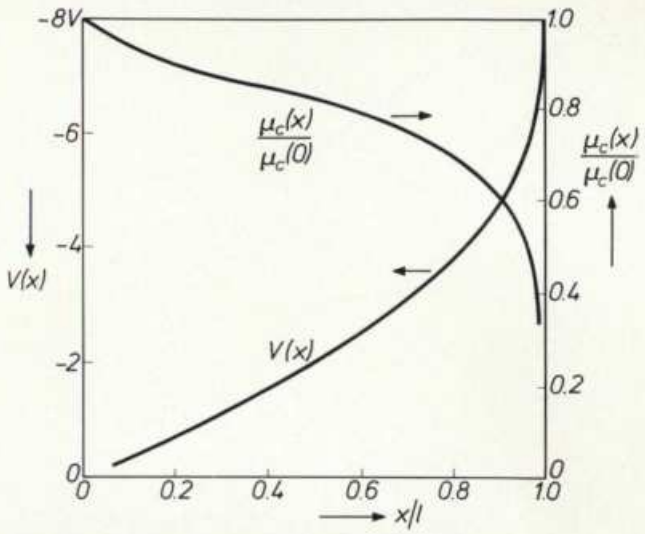


Fig. 11. De variatie van de potentiaal $V(x)$ en van de beweeglijkheid $\mu_e(x)$ langs het kanaal, afgeleid uit de experimentele I_d, V_{ds}-karakteristieken van fig. 10. De potentiaal $V(x)$ en de gereduceerde beweeglijkheid, $\mu_e(x)/\mu_e(0)$, zijn uitgezet als functie van de gereduceerde afstand x/l van de toevoer (l is de afstand tussen toe- en afvoer), voor het monster van fig. 10 met $V_{ds} = -8$ V, $V_{gs} = -15$ V.

Conclusies

Onze belangrijkste resultaten samenvattend merken wij in de eerste plaats op dat hysteresis in de conductantie van een MOS-transistor als functie van de stuurspanning dikwijls grotendeels het gevolg is van hysteresis in de beweeglijkheid van de ladingdragers en niet uitsluitend van hysteresis in de ladingdragersdichtheid. In de tweede plaats wijzen onze resultaten aangaande de oppervlakdichtheid van vrije ladingdragers erop dat er geen ladingdragers zijn gevangen zodra de stuurspanning zo hoog is dat er duidelijk een kanaal aanwezig is.

De belangrijkste conclusie is echter dat de oppervlakbeweeglijkheid in sterke mate afhangt van de stuurspanning. Deze afhankelijkheid is van praktisch belang, daar zij voornamelijk optreedt bij stuurspanningen tussen de drempelspanning en ca. 10 V erboven (bij een dikte van 0,2 tot 0,3 μm van de oxidelaag), een gebied waarin MOS-transistors in de praktijk vaak werken. De beweeglijkheid wordt eveneens beïnvloed door een keerspanning tussen kanaal en substraat. Bij de berekening van de karakteristieken van een MOS-transistor dient men de beweeglijkheidsvariaties in aanmerking te nemen. De oorsprong van de oppervlakverstrooiing die aan de waargenomen variaties ten grondslag ligt, is onbekend en vormt een uitdaging voor de fysicus.

[18] N. St. J. Murphy, F. Berz en I. Flinn, Solid-State Electronics **12**, 775, 1969.

Samenvatting. De oppervlakdichtheid en de oppervlakbeweeglijkheid van ladingdragers in grote experimentele MOS-transistors zijn bepaald door middel van metingen van het geleidingsvermogen en het Hall-effect. De metingen zijn uitgevoerd aan homogene *N*- en *P*-kanalen, met diverse kristallografische oriëntaties, bij diverse temperaturen en bij enkele waarden van de keerspanning tussen kanaal en substraat. De vrije ladingdragers blijken voor niet meer dan enkele procenten te worden gevangen als de stuurspanning meer dan enkele volts boven de drempelspanning ligt. Bij de drempelspanning is de beweeglijkheid van vrije ladingdragers zeer klein. Zij neemt snel toe met de stuurspanning en bereikt een maximum van ongeveer 1/3 tot 1/2 maal de waarde in het inwendige bij stuurspanningen die overeenkomen met oppervlakdichtheden van vrije ladingdragers beneden 10^{12} cm^{-2}. Bij grotere stuurspanningen neemt de beweeglijkheid langzaam af. De beweeglijkheid wordt eveneens beïnvloed door een keerspanning tussen kanaal en substraat. Deze beweeglijkheidsvariaties hebben duidelijk invloed op de stroomkarakteristieken van MOS-transistors.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

Geïntegreerde audio-versterkers met hoge ingangsimpedantie en geringe ruis

R. J. Nienhuis

De MOS-transistor als audio-versterker

Voor het versterken van de spanning die wordt geleverd door b.v. een kristalgroeftaster, d.i. een spanningsbron met een zeer hoge inwendige weerstand, is een versterker nodig die een hoge ingangsimpedantie heeft (1 MΩ of meer) en die bij aansluiting op een dergelijke spanningsbron tevens een geringe ruis vertoont. Aan deze eisen kan met bipolaire transistors niet gemakkelijk worden voldaan: de ingangsimpedantie en de bronweerstand waarbij het ruisgetal minimaal wordt, bedragen bij deze transistors niet meer dan enkele kilo-ohms. Meer uitzicht biedt in dit opzicht de MOS-transistor, die een zeer hoge ingangsimpedantie heeft en waarbij het ruisgetal minimaal is als de signaalbron een grote inwendige weerstand heeft. Een bezwaar is echter de geringe steilheid; voor een versterker waarmee men het signaal van een kristalgroeftaster zodanig kan versterken dat deze versterker direct een eindversterker van het gangbare type kan sturen, is een steilheid van ongeveer 50 mA/V nodig, terwijl die van een MOS-transistor slechts ongeveer 3 mA/V bedraagt.

We willen in dit artikel beschrijven hoe men met eenvoudige geïntegreerde schakelingen, bestaande uit een combinatie van een MOS-transistor en één of twee bipolaire transistors, de vereiste steilheid kan bereiken, met behoud van de goede eigenschappen van de enkelvoudige MOS-transistor. Tot slot geven we een korte beschrijving van een complete grammofoonversterker waarin een dergelijke geïntegreerde schakeling is opgenomen als voorversterker.

Versterkerschakelingen met MOS-transistors en bipolaire transistors

Een veel grotere steilheid dan die van een enkele MOS-transistor kan reeds worden bereikt met een cascadeschakeling van een MOS-transistor en een bipolaire transistor. De afvoerstroom van de MOS-transistor vormt dan de basisstroom van de bipolaire transistor (*fig. 1*). Deze stroom wordt dus in de laatstgenoemde transistor versterkt, en wel met de stroomversterkingsfactor α' [1]. Dit wil echter niet zeggen dat de steilheid van de schakeling van fig. 1 een factor α' groter is dan die van een enkele MOS-transistor. Wil men nl. dat het toevoegen van de bipolaire transistor het totale stroomverbruik niet doet toenemen, dan moet men de stroom in de MOS-transistor α' maal zo klein maken. Nu is de steilheid van een MOS-transistor evenredig met de wortel uit de stroom [2]; het toevoegen van de bipolaire transistor doet dan de totale steilheid slechts met een factor $\sqrt{\alpha'}$ toenemen. Is α' b.v. 100, dan kan men dus op deze manier slechts een factor 10 winnen.

Om de steilheid verder te vergroten kan men een tweede bipolaire transistor aan de schakeling toevoegen (*fig. 2*). Uiteraard wordt nu bij een gegeven totaal

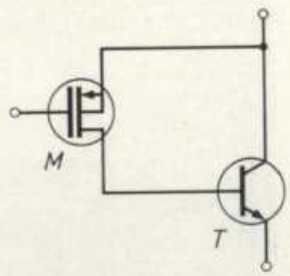


Fig. 1. Cascadeschakeling van een MOS-transistor *M* en een bipolaire transistor *T*. Deze schakeling heeft een grotere steilheid dan een enkele MOS-transistor.

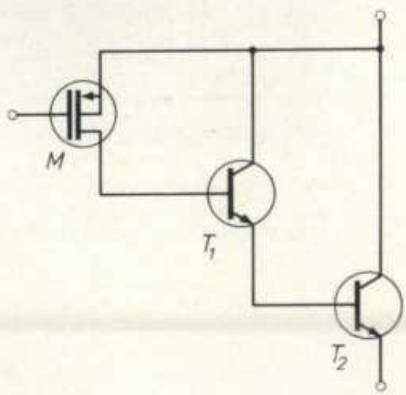


Fig. 2. Een nog grotere steilheid kan worden verkregen met een cascadeschakeling van een MOS-transistor *M* en *twee* bipolaire transistors, T_1 en T_2.

Ir. R. J. Nienhuis, medewerker van Philips' Hoofdindustriegroep Elcoma (Electronic Components and Materials), Nijmegen.

[1] In de vierpooltheorie van de transistor wordt deze factor ook aangeduid met h_{fE} of h_{12}.

[2] Vgl. formule (11) van het artikel van J. .A van Nielen in dit nummer, blz. 217.

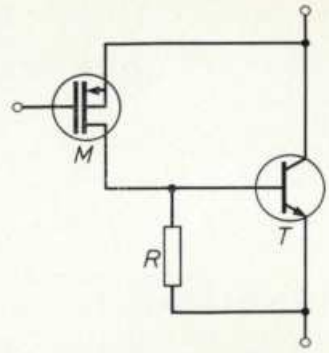
Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

stroomverbruik de stroomsterkte in de MOS-transistor nog kleiner. Deze kan dalen tot een zo geringe waarde (b.v. enkele microampères) dat de beweeglijkheid van de ladingdragers afneemt [3], en de steilheid nòg kleiner wordt dan men volgens bovengenoemd verband uit de stroomsterkte zou afleiden. De winst in steilheid met een factor $\sqrt{\alpha_1' \alpha_2'}$, die men in eerste instantie zou verwachten, kan dan ook op deze manier niet worden gerealiseerd. Bij een stroomverbruik van 10 mA kon met deze schakeling een steilheid van 40 mA/V worden verkregen.

Behalve door het toevoegen van een tweede bipolaire transistor kan men nog op een andere manier een grotere steilheid verkrijgen, nl. door de stroom in de MOS-transistor groter te maken. Dit kan men bereiken door tussen basis en emissor van de bipolaire transistor een weerstand aan te brengen (*fig. 3*). Door de grotere stroomsterkte is nu de steilheid van de MOS-transistor groter, en wel zoveel dat ook de steilheid van de schakeling toeneemt ondanks het feit dat een deel van de stroom door de weerstand vloeit en dus voor de bipolaire transistor verloren is. Uiteraard moet de weerstand niet àl te klein worden gekozen. De optimale waarde bleek ongeveer 800 Ω te zijn, waarmee bij een stroomverbruik van 10 mA een steilheid van 40 tot 80 mA/V bereikt werd.

Fig. 3. Het aanbrengen van de weerstand R in een schakeling volgens fig. 1 vergroot de stroom in de MOS-transistor en dientengevolge zijn steilheid. Kiest men R niet te klein dan wordt de steilheid van de gehele schakeling eveneens groter.



Van de versterkers volgens fig. 2 en fig. 3 zijn geïntegreerde uitvoeringen gemaakt. *Fig. 4* is een vergrote afbeelding van de kristalschakeling die correspondeert met het schema van fig. 3. Het kristalplaatje heeft een grootte van 0,5 × 0,5 mm. De plaats van de transistors, die elkaar in het vlak van het kristal omhullen, is met verwijzingslijnen naar het schema aangegeven.

Wij zullen van de versterkers volgens fig. 2 en fig. 3 nog enkele eigenschappen in het kort bespreken.

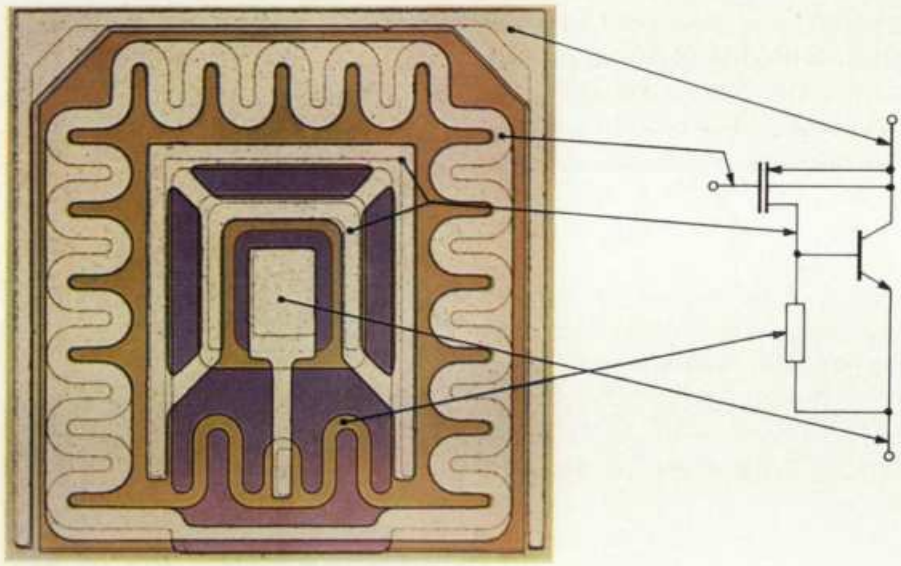


Fig. 4. Vergrote afbeelding van een kristalschakeling volgens het schema van fig. 3. De grootte van het kristalplaatje is 0,5 × 0,5 mm. De plaats van de transistors en de weerstand is met verwijzingslijnen naar het schema aangegeven.

De vervorming

Behalve de grotere steilheid heeft de schakeling van fig. 3 nog een ander voordeel ten opzichte van die van fig. 2, en wel een geringere vervorming van de signalen. In de schakeling met twee bipolaire transistors is, zoals reeds werd vermeld, de stroom in de MOS-transistor zeer klein, waardoor deze transistor een vrij grote vervorming veroorzaakt. In dit opzicht

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

is de schakeling van fig. 3 gunstiger; door de grotere instelstroom in de MOS-transistor is de vervorming kleiner. Bij een afnemende waarde van R neemt echter de vervorming in de bipolaire transistor toe. (Voor een geringe vervorming moet een dergelijke transistor nl. worden gestuurd door een signaalbron met een grote inwendige weerstand.) De verwachting is dus dat de vervorming als functie van R een minimum zal vertonen. Dat dit inderdaad het geval is toont *fig. 5*, waarin de relatieve amplitude van de 2e harmonische is uitgezet als functie van R met de topwaarde van de grondgolf als parameter. De in de schakeling vloeiende gelijkstroom was hier weer 10 mA. We zien dat de vervorming minimaal is als R ongeveer 3 kΩ is. In fig. 5 is tevens uitgezet de steilheid van de schakeling, die, zoals reeds is vermeld, een maximum heeft bij $R = 800$ Ω. Om tegelijkertijd een grote steilheid en een kleine vervorming te hebben, moet blijkbaar een compromis worden gesloten. Met het oog hierop hebben wij voor R een waarde van 1,2 kΩ gekozen.

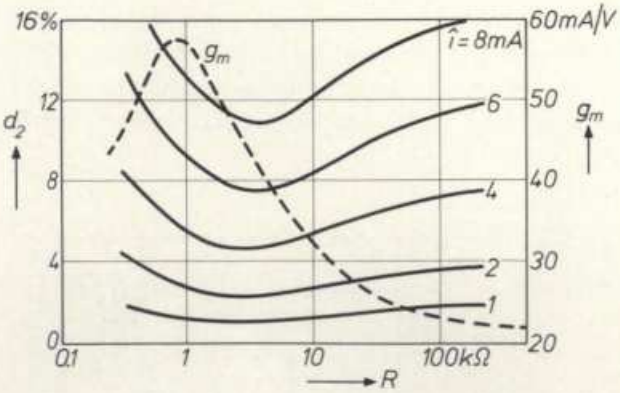


Fig. 5. De in de schakeling van fig. 3 optredende vervorming bij een zodanige instelling dat de opgenomen gelijkstroom 10 mA is. De relatieve grootte d_2 van de tweede harmonische die in het uitgangssignaal optreedt bij een sinusvormig ingangssignaal, is uitgezet tegen R. De parameter $\hat{i}$ is de topwaarde van de uitgangswisselstroom. Tevens is uitgezet de steilheid g_m (streeplijn).

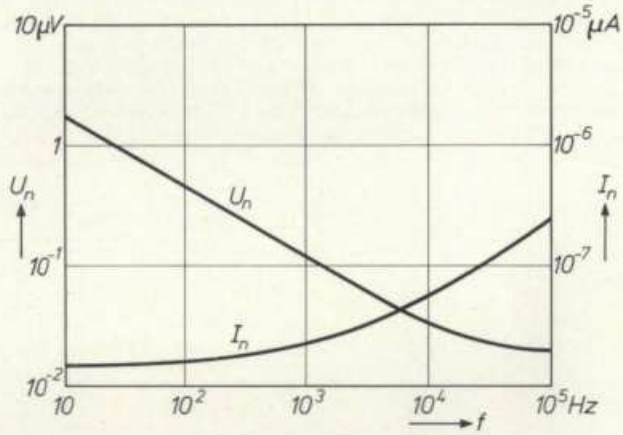


Fig. 6. Equivalente ruisspanning U_n en equivalente ruisstroom I_n (beide in een frequentieband van 1 Hz) als functie van de frequentie f voor een willekeurige MOS-transistor.

De ingangs- en de uitgangsimpedantie

De *ingangsimpedantie* van de schakelingen van fig. 2 en fig. 3 is gelijk aan die van de MOS-transistor, d.w.z. aan die van een parallelschakeling van een capaciteit van ongeveer 10 pF en een weerstand van 10^{12} Ω. Deze impedantie is zo groot dat zij in de praktijk bij audiofrequenties geen rol speelt.

De *uitgangsimpedantie* is vrijwel een zuivere weerstand, die afhangt van de stroom waarop de versterker is ingesteld. Bij de schakeling met twee bipolaire transistors (fig. 2) is dit eenvoudig de inwendige weerstand van de MOS-transistor (bij zeer kleine stroom), gedeeld door het produkt van de stroomversterkingsfactoren van de bipolaire transistors. Bij een stroom van 10 mA blijkt de uitgangsweerstand ongeveer 5 kΩ te zijn. In de schakeling van fig. 3 wordt de uitgangsweerstand mede bepaald door de weerstand R. De uitgangsweerstand is daardoor kleiner; bij een stroom van 10 mA is deze ongeveer 2,5 kΩ. Deze waarden zijn groot genoeg om met ieder van deze schakelingen een eindtrap te kunnen sturen zonder dat in deze laatste trap een te grote vervorming optreedt.

De ruis

Bij de beide besproken schakelingen wordt de ruis geheel bepaald door de MOS-transistor, en in dit opzicht zijn zij dus gelijkwaardig. Een voorbeeld van de sterkte van de ruis van een MOS-transistor geeft *fig. 6*. Hierin is uitgezet de met de ruis equivalente ingangsspanning en ingangsstroom, beide per eenheid van bandbreedte in Hz. De ruis*stroom* blijkt zo klein te zijn, dat deze zelfs geen rol speelt als de signaalbron een zo grote inwendige weerstand heeft als bij kristalgroeftasters het geval pleegt te zijn. We behoeven dus voor het bepalen van de totale ruis alleen maar rekening te houden met de ruis*spanning*. Beschouwen we de band van de audiofrequenties (15 Hz-15 kHz), dan vindt men als effectieve waarde van de ruisspanning een waarde van 7,5 μV. Levert de groeftaster b.v. een spanning van 100 mV, dan bedraagt bij de MOS-transistor van fig. 6 de signaal-ruisverhouding 13300, of wel 82 dB.

Een grammofoonversterker met geïntegreerde voorversterker

Bij gebruik van een voorversterker volgens het in het voorgaande beschreven principe, die direct een eindtrap kan sturen, wordt een complete grammofoonversterker zeer eenvoudig. *Fig. 7* toont het schema van

[3] Zie b.v. het artikel van N. St. J. Murphy, F. Berz en I. Flinn in dit nummer, blz. 247.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

een versterker die een vermogen van 2 W kan leveren en waarin een geïntegreerde voorversterker volgens fig. 4 is gebruikt. Bij een ingangssignaal van 100 mV is aan deze versterker een signaal-ruisverhouding van 73 dB gemeten. Bij het genoemde uitgangsvermogen is de relatieve grootte van de tweede harmonische 4,5 %, wat voor niet-professionele apparaten alleszins acceptabel is. De vervorming kan desgewenst tot 3 % worden gereduceerd door het aanbrengen van tegenkoppeling, zoals in het schema met stippellijnen is aangegeven.

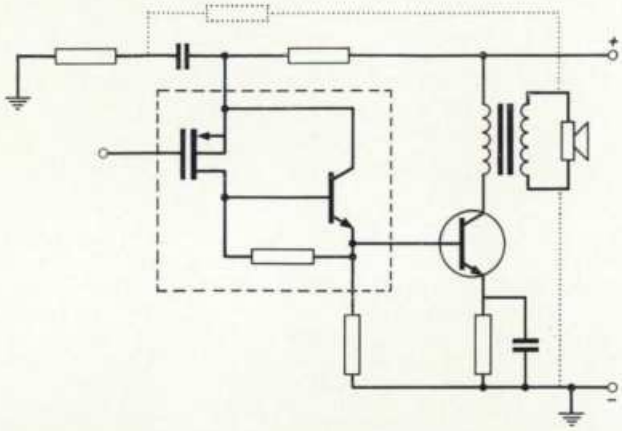


Fig. 7. Schakeling van een grammofoonversterker bestaande uit een geïntegreerde voorversterker en een eindversterker. Het gedeelte binnen de streeplijn is een kristalschakeling volgens fig. 4. Het uitgangsvermogen bedraagt 2 W, de vervorming 4,5 %. Brengt men tegenkoppeling aan (stippellijnen), dan is de vervorming slechts 3 %.

Samenvatting. Door zijn grote ingangsimpedantie is een MOS-transistor zeer geschikt om te worden gebruikt als voorversterker voor de signaalspanning van een kristalgroeftaster. De steilheid van een MOS-transistor is echter te gering om er direct een eindtrap mee te kunnen sturen. Met een cascadeschakeling van een MOS-transistor en één of twee bipolaire transistors kan een grotere steilheid worden bereikt. Er worden twee schakelingen besproken, die beide in geïntegreerde vorm zijn vervaardigd. Omdat het gewenst is de instelstroom van de MOS-transistor niet te klein te kiezen, werd bij één van de besproken versterkers de instelstroom vergroot door het aanbrengen van een weerstand tussen basis en emissor van de bipolaire transistor. Op deze manier kon een steilheid van 40 tot 80 mA/V worden bereikt. Tot slot wordt het schema getoond van een complete grammofoonversterker, bestaande uit een geïntegreerde voorversterker en een eindtrap. Het uitgangsvermogen bedraagt 2 W bij een vervorming van 4,5 % en een signaal-ruisverhouding van 73 dB. Door tegenkoppeling kan de vervorming tot 3 % worden gereduceerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een geïntegreerde omzetter met MOS-transistors

B. J. M. Overgoor

Als men voor het versterken van kleine gelijkspanningen of -stromen gebruik maakt van versterkers met directe koppeling, wordt men meestal geconfronteerd met het feit dat er, ook als aan de ingang geen signaal aanwezig is, een uitgangssignaal optreedt. Men kan dan het uitgangssignaal nul maken door aan de ingang een bepaald signaal, het zg. *restsignaal*, toe te voeren. Dit signaal is in de meeste gevallen niet constant, doordat de ruststromen van transistors met de temperatuur variëren. Voor meetapparaten is een en ander niet gewenst; men wil hierbij dat het uitgangssignaal nul is bij afwezigheid van een ingangssignaal, met andere woorden: het restsignaal moet nul, of althans zeer klein zijn.

Het bezwaar van het optreden van een restsignaal is niet aanwezig bij een wisselspanningsversterker met capacitieve in- en uitkoppeling; zo'n versterker geeft, afgezien van ruis, zonder ingangssignaal geen uitgangssignaal af. Men kan nu ook voor het versterken van gelijkspanningssignalen van deze gunstige eigenschap gebruik maken door een dergelijk signaal eerst in een wisselspanning om te zetten. Wordt de zo verkregen wisselspanning versterkt en daarna gelijkgericht, dan werkt het systeem omzetter-versterker-gelijkrichter als een gelijkspanningsversterker. Voor het omzetten en het gelijkrichten gebruikt men meestal gelijke of nagenoeg gelijke schakelaars, die worden aangedreven door een zelfde stuurspanning.

Het uitgangssignaal van een direct gekoppelde gelijkstroomversterker bevat niet alleen informatie omtrent de *grootte* maar ook omtrent de *polariteit* van het ingangssignaal. Dank zij deze informatie kan een dergelijke versterker worden opgenomen in een schakeling met tegenkoppeling. Om dit ook te kunnen doen met een systeem dat uit een omzetter, een versterker en een gelijkrichter bestaat, maakt men gebruik van het feit dat de faze van het uitgangssignaal van de versterker gelijk (of tegengesteld) is aan de faze van het ingangssignaal. De omzetter moet dan een wisselspanning leveren waarvan de faze bepaald wordt door de polariteit van het ingangssignaal en de gelijkrichter moet een gelijkspanning doen ontstaan waarvan de polariteit afhangt van de faze van zijn ingangssignaal. Men spreekt dan van synchrone of fazegevoelige detectie; de faze van het stuursignaal van de omzetter is de referentiefaze.

Ir. B. J. M. Overgoor, medewerker van Philips' Halfgeleiderfabriek, Nijmegen.

De geschetste voordelen van het systeem omzetter-versterker-gelijkrichter komen uiteraard alleen ten volle tot hun recht wanneer het omzetten van de gelijkspanning in een wisselspanning geen complicaties meebrengt. Aanvankelijk gebruikte men als omzetters elektromechanische schakelaars, die de verbinding tussen de signaalbron en de versterker periodiek onderbraken. Later is men elektronische schakelingen gaan toepassen, o.a. met fotoweerstanden en bipolaire transistors.

Een bezwaar tegen het gebruik van een bipolaire transistor als schakelaar is dat hierbij een restspanning van enkele tienden millivolts tot enkele millivolts optreedt. Door zijn afhankelijkheid van de temperatuur is deze restspanning moeilijk te compenseren. Bij gebruik van een fotoweerstand is de restspanning veel kleiner, maar er zijn dan weer andere moeilijkheden: de schakelfrequentie is beperkt tot ongeveer 100 Hz en het schakelen door middel van een lichtbron maakt de apparatuur tamelijk ingewikkeld.

In dit artikel beschrijven wij omzetters die zijn uitgerust met MOS-transistors. Dit transistortype heeft het voordeel dat er geen restspanning optreedt tussen toevoer- en afvoerelektrode. Wel zijn er nog, zij het in mindere mate dan bij bipolaire transistors, parasitaire capaciteiten, met name tussen de stuurelektrode en de aan- en afvoerelektrodes. Wanneer voor het periodiek omschakelen tussen de geleidende en de niet-geleidende toestand op de stuurelektrode een blokspanning wordt gezet, worden door deze capaciteiten telkens bij het omschakelen spanningspieken geïnduceerd, zowel op de aanvoer- als op de afvoerelektrode (*fig. 1*); deze kunnen zelfs zo groot zijn dat de versterker wordt overstuurd. Ten gevolge van deze schakelpieken ontstaat aan de uitgang van de gelijkrichter een gelijkspanning, met andere woorden: er is toch weer een restsignaal. Dit signaal is evenredig met de frequentie van de blokspanning op de stuurelektrode; verder hangt het af van de impedantie van de signaalbron en van de temperatuur.

Een belangrijke verbetering wordt in dit opzicht bereikt als men niet één maar twee MOS-transistors gebruikt, en nog grotere voordelen biedt het toepassen van vier MOS-transistors in een balansschakeling. Wij zullen in dit artikel zowel de schakeling van een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

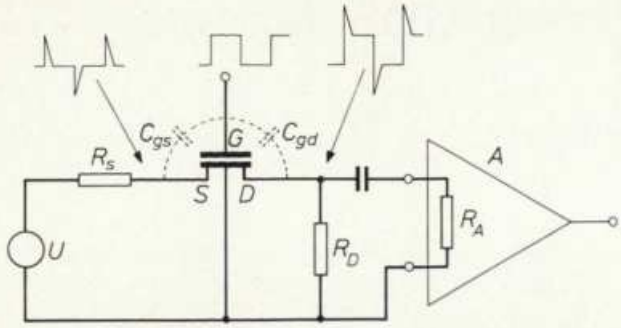


Fig. 1. Een MOS-transistor als schakelaar die periodiek de verbinding tussen de bron van de te meten spanning U en de versterker A onderbreekt. G stuurelektrode, S toevoerelektrode, D afvoerelektrode, R_s inwendige weerstand van de bron van de te meten spanning. De weerstand R_D en de ingangsweerstand R_A van de versterker vormen samen de belastingsweerstand. Bij het schakelen ontstaan op de elektrodes S en D spanningspieken ten gevolge van de capaciteiten C_{gs} en C_{gd}. De vorm van de spanningen op G, S en D is in de figuur geschetst.

omzetter met twee als een met vier MOS-transistors beschrijven. De eigenschappen van deze laatste omzetter zijn nog aanzienlijk verbeterd doordat hiervan een geïntegreerde schakeling is gemaakt.

De serie-shunt-omzetter

Bij de omzetter met twee MOS-transistors wordt er één in serie en één parallel met de ingang van de versterker geschakeld (*fig. 2*). Deze transistors worden dan in tegenfaze gestuurd. De spanningspieken die nu op de beide met elkaar verbonden afvoerelektrodes D_1 en D_2 ontstaan, treden gelijktijdig op en zijn in tegenfaze. Toch heffen ze elkaar niet geheel op, en wel doordat de ene transistor overgaat van de geleidende in de niet-geleidende toestand terwijl bij de andere transistor juist het omgekeerde gebeurt; er is dus geen volkomen symmetrie. Als de beide MOS-transistors volkomen dezelfde eigenschappen hebben en de impedanties in de leidingen naar de toevoerelektrodes even groot zijn, zijn de resulterende spanningspieken in grootte en faze gelijk. Bij synchrone detectie ontstaat dan geen restsignaal. In het algemeen zijn echter de transistors en de impedanties niet gelijk, waardoor twee opeenvolgende pieken niet dezelfde grootte en faze hebben; de detector detecteert dan ook een zeker restsignaal. Bovendien kunnen de pieken ook nu nog de versterker oversturen.

Omzetter met vier MOS-transistors

De bezwaren die zijn verbonden aan het ontstaan van schakelpieken, kunnen in hoge mate worden voorkomen door het gebruik van een schakeling bestaande uit twee in tegenfaze gestuurde serie-shunt-omzetters (*fig. 3*). De te meten gelijkspanning wordt aangesloten tussen de punten a en b. De te versterken wisselspanning, die tussen de punten e en f ontstaat, wordt via koppelcondensatoren toegevoerd aan een verschilversterker met een grote rejectiefactor. Op dezelfde wijze als bij de hierboven besproken serie-shunt-omzetter ontstaan nu op de beide weerstanden R_L spanningspieken. Als de transistors onderling gelijk zijn, zijn deze pieken gelijk en in faze; zij worden daardoor in de verschilversterker vrijwel niet versterkt, dit in tegenstelling tot de te versterken wisselspanning, waarvan de top-topwaarde tweemaal zo groot is als de te meten gelijkspanning en die in tegenfaze aan de ingang van de versterker verschijnt. Omdat de versterker nu niet door de schakelpieken wordt uitgestuurd, kan de versterking ervan veel groter gekozen worden dan bij gebruik van één enkele serie-shunt-schakeling.

Een omzetter met balansschakeling volgens fig. 3 hebben wij uitgevoerd als geïntegreerde schakeling met vier MOS-transistors van het verrijkingstype en met P-kanaal. Men krijgt dan automatisch vier

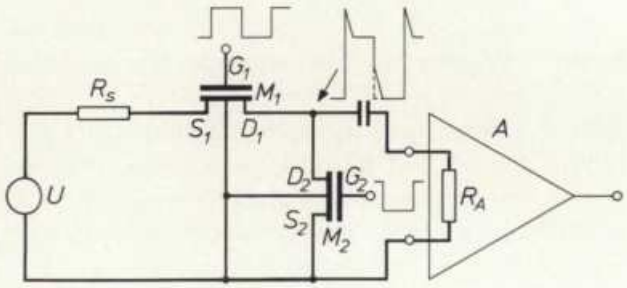


Fig. 2. Schakeling van een serie-shunt-omzetter met twee in tegenfaze gestuurde MOS-transistors M_1 en M_2. De schakelpieken die nu ontstaan, zijn kleiner dan bij de schakeling van fig. 1 en bovendien zijn ze onderling in faze.

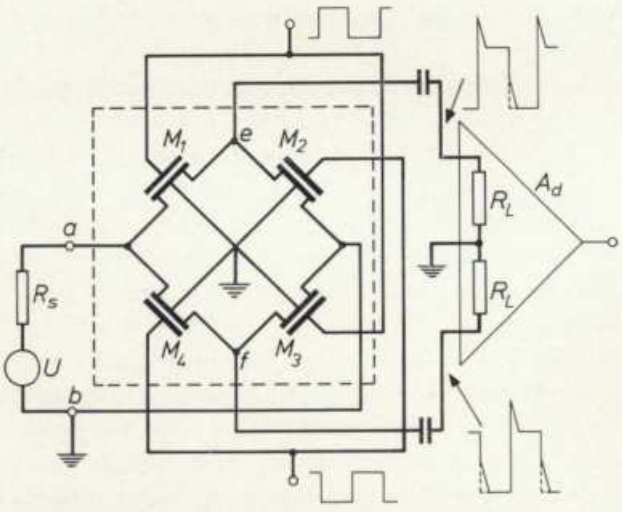


Fig. 3. Schema van een omzetter met vier MOS-transistors in een balansschakeling. De te meten spanning wordt aangelegd tussen de punten a en b. De te versterken wisselspanning, die tussen de punten e en f ontstaat, wordt toegevoerd aan de verschilversterker A_d. M_1 en M_3 worden gestuurd in tegenfaze met M_2 en M_4. Het gedeelte binnen de streeplijn is uitgevoerd als geïntegreerde schakeling.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

onderling vrijwel gelijke exemplaren. Bovendien kunnen er in een geïntegreerde schakeling geen temperatuurverschillen tussen de transistors ontstaan, die storende thermospanningen opwekken welke bijdragen tot de restspanning.

De grootte van de schakelpieken hangt uiteraard af van de amplitude van de blokspanning op de stuurelektrodes. Men moet die daarom niet groter maken dan voor de schakelfunctie van de MOS-transistors nodig is. In het algemeen kan men zeggen dat het gewenst is de voorspanning en de amplitude van de blokspanning op de stuurelektrode zodanig te kiezen dat de ogenblikswaarde van de spanning op deze elektrode niet verder dan 0,5 tot 1 volt „reikt" in het gebied van de niet-geleidende toestand — hierbij rekening houdend met de spreiding in de drempelspanningen.

Tot slot willen wij nog enkele andere voordelen van de balansschakeling ten opzichte van de serie-shunt-omzetter noemen. Allereerst het feit dat bij de eerstgenoemde schakeling ook aan de *ingangs*klemmen veel kleinere spanningspieken optreden. Doordat nl. de transistors M_1 en M_4 in tegenfaze worden gestuurd, zijn de pieken die tegelijkertijd op het punt *a* geïnduceerd worden, in tegenfaze. Hetzelfde is het geval met M_2 en M_3 ten opzichte van het punt *b*.

Tijdens het omschakelen van de MOS-transistors kan het voorkomen dat zij zich alle vier gedurende een korte tijd in de geleidende toestand bevinden, zodat de bron van het ingangssignaal dan even wordt kortgesloten. Dit is ook bij de serie-shunt-omzetter het geval. Om deze periodieke kortsluiting te voorkomen, gebruikt men voor het sturen een blokspanning waarvan de stijgtijd niet gelijk is aan de daaltijd. Daardoor wordt echter de symmetrie verbroken en zijn de achtereenvolgende schakelpieken ongelijk. Bij de serie-shunt-commutator leidt dat tot een vergroting van de restspanning; bij de balansomzetter is dit in veel mindere mate hinderlijk, omdat de gelijktijdig optredende schakelpieken hier als gelijkfazige signalen aan de verschilversterker worden toegevoerd.

Een bijkomstig voordeel van de balansomzetter is nog dat de signaalbron continu wordt belast en niet periodiek, zoals bij de serie-shunt-omzetter. De ingangsimpedantie van een balansomzetter met versterker is derhalve gelijk aan die van de versterker.

Het kleine restsignaal dat bij de hier beschreven geïntegreerde omzetters nog optreedt, hangt, zoals reeds werd vermeld, af van de inwendige weerstand van de bron van de te meten spanning. Hetzelfde is het geval met de temperatuurcoëfficiënt van dit restsignaal, die ongeveer 1 % van het restsignaal per °C bedraagt. Verder nemen beide grootheden toe met de schakelfrequentie. Een indruk van de grootte van het

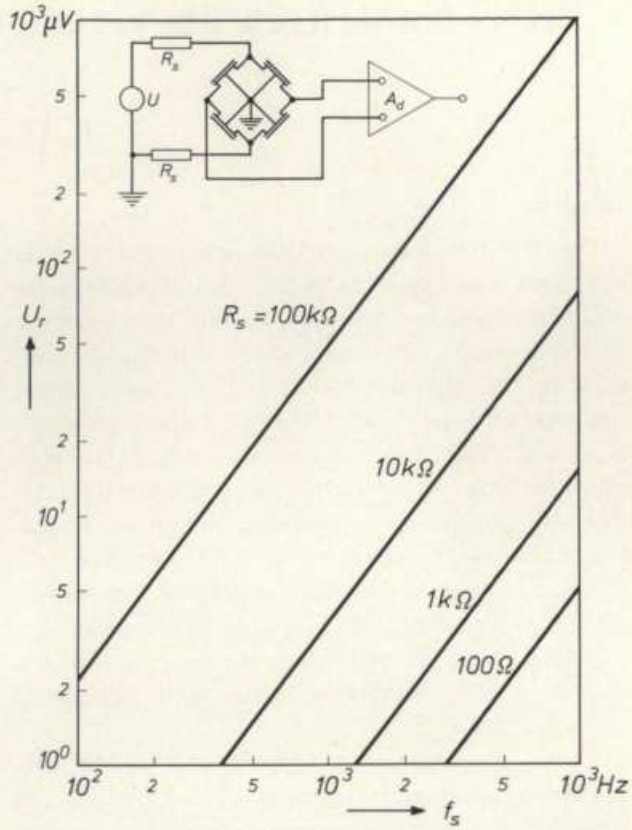


Fig. 4. Het restsignaal U_r dat ten gevolge van schakelpieken optreedt bij gebruik van een omzetter volgens fig. 3 die symmetrisch op de spanningsbron is aangesloten, uitgezet als functie van de schakelfrequentie f_s. De vier curven gelden voor verschillende waarden van de inwendige weerstand R_s van de spanningsbron. Thermospanningen zijn buiten beschouwing gelaten. De drempelspanning van de vier MOS-transistors lag tussen −3,0 en −3,5 V, het boven- en benedenniveau van het blokvormige stuursignaal waren resp. −2,5 en −8,5 V.

restsignaal geeft *fig. 4*, waar het bij enkele waarden van de weerstand van de signaalbron is voorgesteld als functie van de schakelfrequentie f_s. Wij zien hier dat het restsignaal evenredig is met $f_s^{1,3}$. Het sterker toenemen dan evenredig met f_s komt doordat het effect van een spanningspiek nog niet verdwenen is als de volgende piek optreedt; de hierdoor veroorzaakte bijdrage tot het restsignaal is groter naarmate de pieken sneller op elkaar volgen. Opgemerkt zij nog dat de metingen waarvan fig. 4 de resultaten toont, zijn uitgevoerd met een signaalbron waarbij de weerstanden R_s symmetrisch zijn aangebracht. Een asymmetrische aansluiting (zie fig. 3) geeft een groter restsignaal.

Samenvatting. Men heeft voor het versterken van zwakke gelijkstroomsignalen d.m.v. een wisselstroomversterker een gelijkspannings-wisselspanningsomzetter gemaakt, bestaande uit een geïntegreerde schakeling van vier MOS-transistors. Deze omzetter heeft een zeer klein restsignaal, alleen veroorzaakt door de kleine onderlinge verschillen van de spanningspieken die bij het schakelen van de transistors worden opgewekt.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

MOS-transistors als vermogensversterkers in de HF-band

R. D. Josephy

Inleiding

De MOS-transistor heeft als hoogfrequentversterker van groot vermogen verscheidene aantrekkelijke eigenschappen. Een daarvan is dat hij een hoge voedingsspanning toelaat; een tweede is de kwadratische karakteristiek. Het ontbreken van termen van oneven orde in deze karakteristiek betekent dat twee frequentiecomponenten die binnen de doorlaatband van de hoogfrequentversterker liggen geen aanleiding geven tot intermodulatieprodukten — dat wil zeggen som- of verschilfrequenties — die binnen deze band vallen. Alle door de kwadratische karakteristiek opgewekte som- en verschilfrequenties liggen ver buiten deze band en worden uitgefilterd door de bandfilters van de versterker. Op deze wijze werkt de MOS-transistor als hoogfrequentversterker lineair.

Verder heeft bij grote stroomsterkten de stroom door een MOS-transistor, in tegenstelling met de bipolaire transistor, een negatieve temperatuurcoëfficiënt; daardoor streeft een MOS-transistor naar thermisch evenwicht, zelfs wanneer hij een grote oppervlakte heeft. Dit leidt tot een gelijkmatige temperatuurverdeling over de transistor; thermische onstabiliteit en secundaire doorslag — ernstige problemen bij het ontwerp van bipolaire vermogenstransistors — zijn afwezig. Op deze gronden is de MOS-transistor potentieel een zeer geschikt element voor hoogfrequentvermogensversterking. Dit is de reden waarom een MOS-vermogenstransistor in ontwikkeling is om de vacuümbuis te vervangen in de eindtrap van een enkelzijbandzender werkzaam in de HF-band (het frequentiegebied van 3 tot 30 MHz). Het voor deze toepassing vereiste vermogen in de maxima van de omhullende van het in amplitude gemoduleerde signaal — in het vervolg als het piekvermogen aangeduid — bedraagt 100 W en het niveau der intermodulatieprodukten moet daarbij lager zijn dan —30 dB. Dit artikel beschrijft de eerste stadia van de ontwikkeling, waarvan het resultaat bestaat in MOS-transistors die een vermogen van 30 W leveren bij een intermodulatieniveau beneden de gespecificeerde waarde. Allereerst worden enige punten besproken die voor het ontwerp van belang zijn, nl. de grenzen van de toelaatbare spanningen en stromen en het frequentiegedrag. De experimentele resultaten komen daarna, en het artikel besluit met het aanwijzen van de richtingen waarin het ontwerp van MOS-vermogenstransistors in de toekomst waarschijnlijk gaan zal.

R. D. Josephy, B. A. Het hier beschreven werk is verricht terwijl de auteur verbonden was aan Associated Semiconductor Manufacturers Ltd. De auteur is nu werkzaam bij The General Electric Company Ltd.

Punten van overweging bij het ontwerp

Uitgangsvermogen

Het beschikbare uitgangsvermogen P_o is bij elke transistor evenredig met het produkt van de maximale wisselspanning die hij toelaat en de maximale stroom I_{max} die hij veilig kan voeren. Bij een MOS-transistor is de piek-tot-piek-waarde van de toelaatbare wisselspanning tussen toe- en afvoer gelijk aan het verschil van de doorslagspanning $V_{ds\ br}$ en de verzadigingsspanning $V_{ds\ sat}$ — deze laatste bij maximale stroom (*fig. 1*). Dus:

$$P_o \sim I_{max}\,(V_{ds\ br} - V_{ds\ sat}). \quad . \ . \quad (1)$$

De verzadigingsspanning van een op materiaal van hoge weerstand gemaakte MOS-transistor is ongeveer gelijk aan de effectieve stuurspanning, dat wil zeggen de stuurspanning gemeten vanaf de drempelspanning [1]. Zoals uit fig. 1 blijkt leidt dit bij grote stromen tot verzadigingsspanningen die een aanmerkelijk deel van de voedingsspanning uitmaken. Het is daarom wenselijk de voedingsspanning zo hoog mogelijk te maken en een MOS-vermogenstransistor te ontwerpen met een hoge doorslagspanning tussen toe- en afvoer.

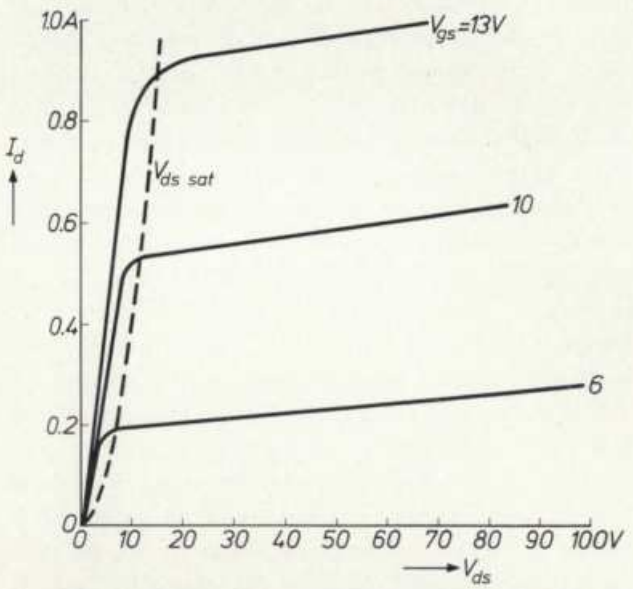


Fig. 1. Voorbeeld van de I_d, V_{ds}-karakteristieken van een MOS-vermogenstransistor. De kniespanning $V_{ds\ sat}$ neemt toe met de stroom.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

Grenzen van de toelaatbare spanningen

Er zijn drie verschijnselen die een grens stellen aan de spanningen over een MOS-transistor, nl. doorslag van de oxidelaag onder de stuurelektrode, lawinedoorslag van de afvoerkeerlaag en rechtstreekse stroomovergang tussen toe- en afvoer (Engels: punch-through).

Als eerste beperking van de spanning noemen wij destructieve doorslag van het oxide onder de stuurelektrode. Deze treedt op bij een veldsterkte van ongeveer 10^7 V/cm. Bij transistors met een grote oppervlakte moet evenwel een aanzienlijke veiligheidsmarge worden genomen, omdat er in het oxide onder de stuurelektrode altijd zwakke plekken zitten en doorslag bij een lagere waarde kan plaatsvinden dan men verwacht. Bij een MOS-transistor met *P*-kanaal, ingesteld in klasse B, treedt de grootste spanning over het oxide op bij de afvoer, wanneer de stuurspanning zijn positieve top bereikt en de afvoerspanning zijn negatieve top (*fig. 2*). Onder deze omstandigheden kunnen spanningen van de orde van 100 V tot 120 V voorkomen en deze maken een oxidedikte van minstens 0,2 μm noodzakelijk.

De spanning waarbij lawinedoorslag in de afvoerkeerlaag optreedt is afhankelijk van de verontreinigingsgraad aan de substraatzijde van de keerlaag: zij is omgekeerd evenredig met de wortel uit de donor- (of acceptor)concentratie in het substraat. Deze doorslagspanning wordt ook beïnvloed door de afrondingen van het doorsneeprofiel van de afvoerdiffusie [2] en door het verticale veld tussen stuurelektrode en substraat dicht bij de afvoer [3]. De combinatie van deze twee factoren bepaalt de veldverdeling in de afvoerkeerlaag en daarmee de doorslagspanning ervan. Beneden een kromtestraal van ca. 4 μm daalt de doorslagspanning zeer snel met afnemende kromtestraal en men moet voor de MOS-vermogenstransistor dus een diffusiediepte van minstens deze grootte toepassen. Het verband van de keerlaagdoorslag met de stuurspanning wordt getoond in *fig. 3*, waarin men ziet dat de doorslagspanning lager wordt naarmate de stuurspanning de transistor verder dichtdrukt. Dit komt doordat de afvoerkeerlaag onder deze omstandigheden aan het oppervlak smaller gemaakt wordt door het elektrische veld van de stuurelektrode; in de keerlaag wordt de doorslagveldsterkte dan al bij een lagere afvoerspanning bereikt. Dit effect is weer het ongunstigst wanneer de transistor als klasse-B-versterker gebruikt wordt. In dat geval bereiken de afvoerspanning en de stuurspanning tijdens de stroomloze halve periode tegelijk hun maximale waarden, die van tegengesteld teken zijn (fig. 2). Men kan geen dikker oxide gebruiken om het veld van de stuurelektrode te verzwakken, omdat tijdens de andere periodehelft een gegeven piekstroom moet worden bereikt en dit een stuurveld van gegeven

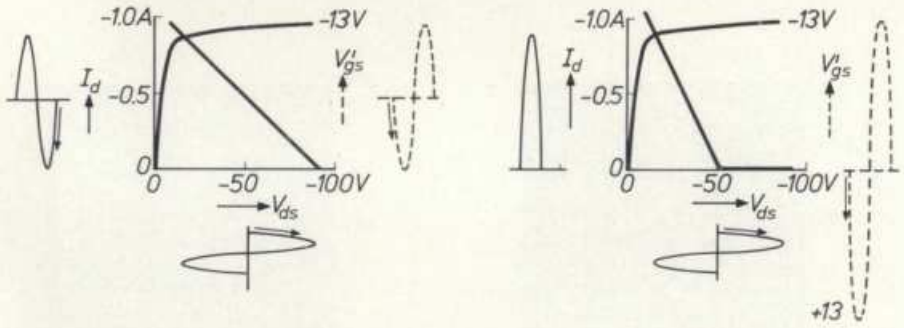


Fig. 2. Een MOS-vermogenstransistor met *P*-kanaal, ingesteld in klasse A (*links*) en in klasse B (*rechts*). In beide gevallen wordt de toelaatbare afvoerwisselspanning beperkt door de doorslagspanning van de afvoer aan de ene kant en de verzadigingsspanning aan de andere kant. Bij instelling in klasse B treden tijdens de maxima van de afvoerspanning V_{ds} grote spanningen op tussen afvoer en stuurelektrode.

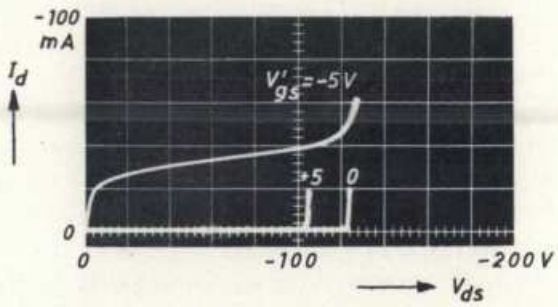


Fig. 3. De opwaartse kromming in de aan een MOS-vermogenstransistor met *P*-kanaal gemeten I_d, V_{ds}-karakteristieken is het gevolg van doorslag van de afvoerkeerlaag. De doorslagspanning wordt lager als de effectieve stuurspanning V_{gs}' de transistor uit geleiding brengt.

[1] M. B. Das, Solid-State Electronics **11**, 305, 1968. Zie voor de grondbeginselen en het gelijkstroomgedrag van MOS-transistors het artikel van J. A. van Nielen in dit nummer, blz. 217.
[2] S. M. Sze en G. Gibbons, Solid-State Electronics **9**, 831, 1966.
[3] A. S. Grove, O. Leistiko, Jr. en W. W. Hooper, IEEE Trans. **ED-14**, 157, 1967.

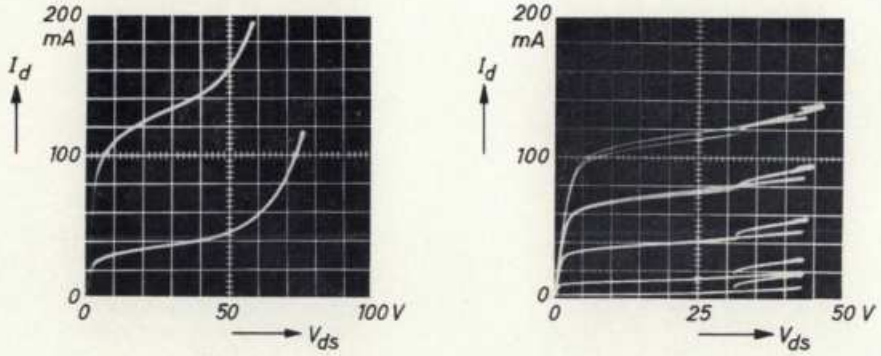
Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

sterkte vereist. In klasse A is de toestand minder kritiek, daar de effectieve stuurspanning dan nul is op het maximum van de afvoerspanning.

Rechtstreekse stroomovergang tussen toe- en afvoer treedt op wanneer de verontreinigingsconcentratie in het substraat zo laag is en het kanaal zo kort, dat de afvoerkeerlaag zich tot aan de toevoer kan uitstrekken voordat er lawinedoorslag optreedt[4]. Wanneer de transistor onder invloed van de stuurspanning niet geleidt, lijkt dit verschijnsel uiterlijk op lawinedoorslag, maar het zet geleidelijker in en de variatie ervan met de stuurspanning is in tegengestelde richting. Wanneer de transistor wel geleidt is de werking van de uitbreiding van de afvoerkeerlaag tot aan de toevoer deze, dat de verontreinigingen, waardoor in een MOS-transistor met *N*-kanaal aan het oppervlak een zeer lage verontreinigingsconcentratie overblijft. Hierdoor breidt de afvoerkeerlaag zich aanzienlijk verder naar de toevoer uit dan in een MOS-transistor met *P*-kanaal, waar het effect van de herverdeling tegengesteld is en deze een verhoogde verontreinigingsconcentratie nabij het oppervlak teweegbrengt.

Voor een nauwkeurige voorspelling van de voorwaarden waaronder in een MOS-transistor lawinedoorslag en stroomovergang tussen toe- en afvoer optreden is een tweedimensionale analyse van het elektrische veld in de afvoerkeerlaag nodig, die er rekening mee houdt dat de dotering van het substraat varieert met de af-



a b

Fig. 4. Gemeten I_d, V_{ds}-karakteristieken van MOS-vermogenstransistors met *N*-kanaal die dezelfde geometrie en een even sterk gedoteerd substraat bezitten als de *P*-kanaaltransistor van fig. 3.
a) Toe- en afvoerdiffusies van lage concentratie; doorslag ten gevolge van rechtstreekse stroomovergang tussen toe- en afvoer.
b) Toe- en afvoerdiffusies van hoge concentratie; een ander type doorslag introduceert negatieve weerstand in de karakteristieken. Zodra de afvoerspanning V_{ds} ongeveer 43 V is geworden springt de curve terug en begint weer bij een lagere spanning en een wat hogere stroom.

afvoerstroom niet verzadigd blijft maar bij benadering met het kwadraat van de afvoerspanning gaat variëren; het wordt namelijk een door ruimtelading begrensde stroom [5]. *Fig. 4a* laat dit zien voor een MOS-transistor met *N*-kanaal. Het uit verzadiging gaan leidt tot een afwijking van de kwadratische I_d, V_{gs}-karakteristiek, wat intermodulatievervorming veroorzaakt in lineaire hoogfrequentversterkers.

De figuren 3 en 4*a* stellen metingen voor aan twee MOS-transistors van gelijke geometrie en met even sterk gedoteerd substraat, maar fig. 3 is gemeten aan een versie met *P*-kanaal, fig. 4*a* aan een versie met *N*-kanaal. De beperking van de afvoerspanning vloeit bij de *P*-kanaaltransistor voort uit lawinedoorslag, bij de *N*-kanaaltransistor uit rechtstreekse stroomovergang tussen toe- en afvoer. Wij nemen aan dat dit verschil, althans gedeeltelijk, veroorzaakt wordt door een tijdens de thermische oxidatie optredende herverdeling van de stand tot het oppervlak. Een bevredigende analyse van deze aard is nog niet uitgevoerd [6] en men moet dus van experimentele resultaten en benaderende berekeningen gebruik maken bij het ontwerp van een MOS-transistor voor hoge spanning. De MOS-transistor waarvan in fig. 3 karakteristieken zijn afgebeeld is voor een *P*-kanaaltransistor ongeveer optimaal gebleken wat toelaatbare afvoerspanning betreft. Deze transistor is gemaakt op *N*-silicium van 10 Ωcm, heeft een 9 μm lang kanaal en een oxidelaag van 0,2 μm, en wordt begrensd door lawinedoorslag. Bij een *N*-kanaaltransistor van dezelfde bouw zou de toelaatbare spanning, zoals fig. 4*a* toont, veel lager liggen.

In fig. 4*b* ziet men een ander type van doorslag tussen toe- en afvoer; men komt dit tegen bij MOS-transistors met *N*-kanaal die toe- en afvoerdiffusies met grote oppervlakteconcentraties bezitten. Deze doorslag introduceert een negatieve weerstand in de karakteris-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

tiek wanneer een zekere afvoerspanning bereikt is; de curve springt op dit punt plotseling terug naar een lagere waarde van de afvoerspanning en begint daar bij een wat hogere stroom opnieuw. Het verschijnsel kan catastrofaal zijn; het treedt plaatselijk op, zoals is gebleken uit lichtverschijnselen en uit metingen van de oppervlaktetemperatuur van het silicium met een infraroodmicroscoop.

Op grond van al de genoemde verschijnselen moet men voor vermogenstransistors aan *P*-kanaaltransistors, ondanks de lagere beweeglijkheid van de ladingdragers in het kanaal, de voorkeur geven, zolang men geen MOS-transistors met *N*-kanaal kan maken die hogere spanningen verdragen.

Stroom en steilheid

De afvoerstroom van een MOS-transistor die in verzadiging werkt wordt gegeven door

$$I_d = \tfrac{1}{2}\,\beta\, V_{gs}'^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

met

$$\beta = \mu\, C_{ox}\, w/l. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Hierin is μ de oppervlaktebeweeglijkheid van gaten of elektronen in MOS-transistors met respectievelijk *P*- of *N*-kanaal; C_{ox} is de capaciteit per oppervlakte-eenheid van de stuurelektrode en w en l zijn respectievelijk breedte en lengte van het kanaal.

Er zijn, zoals men ziet, in de geometrie van een MOS-transistor drie variabelen, C_{ox}, w en l, die zo gekozen kunnen worden dat een hoge waarde van β en daarmee grote stromen worden verkregen. De dikte van het oxide moet, wanneer er spanningen tot 120 V over kunnen komen te staan, met het oog op doorslag minstens 0,2 μm zijn. De kanaalafmetingen w en l blijven dus over ter bepaling van β. Uit een oogpunt van hoogfrequenteigenschappen verdient het verkleinen van l de voorkeur boven het vergroten van w, daar de tijdconstante τ van de ideale transistor, los van zijn parasitaire elementen beschouwd, dan kleiner wordt[7]. Helaas kan l in een vermogenstransistor niet zo klein gemaakt worden als de technologie wel toestaat, omdat dan het optreden van rechtstreekse stroomovergang tussen toe- en afvoer de toelaatbare afvoerspanning tot een lage waarde zou beperken. Gaan we uit van een kanaallengte van 10 μm, wat een redelijk compromis is gebleken, dan geeft de volgende berekening de grootteorde van w die nodig is voor een piekstroom van 1 A bij een stuurspanning van 10 V. Uit vergelijkingen (2) en (3) volgt:

$$w = 2\, l\, I_d/\mu\, C_{ox}\, V_{gs}'^2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

De beweeglijkheid μ is 150 cm²/Vs en C_{ox} is bij een 0,2 μm dik oxide $1{,}8.10^{-8}$ F/cm². Dit geeft: $w \approx 7{,}4$ cm. Er is voor grote piekstromen dus een zeer breed kanaal vereist. Een geometrie van in elkaar grijpende vingers is het beste middel om dit te verwezenlijken. *Fig. 5* toont een MOS-vermogenstransistor met vingerstructuur; de kanaalbreedte is 4,2 cm en de transistor meet 2,8 bij 2,1 mm.

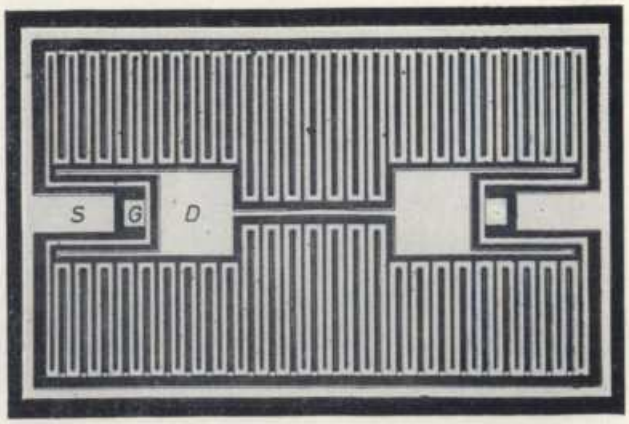


Fig. 5. MOS-vermogenstransistor met vingervormig elektrodepatroon; kanaalbreedte 4,2 cm. *S* toevoer. *G* stuurelektrode. *D* afvoer. Van de gemetalliseerde toe- en afvoerbanen uit steken vingervormige diffusies tussen de lussen van de stuurelektrode. De toevoervingers zijn tussen deze lussen gemetalliseerd met 5 μm brede aluminiumbanen om de serieweerstand te verminderen; de afvoervingers zijn niet gemetalliseerd. De lussen van de stuurelektrode zijn doorverbonden om de serieweerstand te verkleinen. Vergroting ca. 30×.

Op grond van hun kwadratische I_d, V_{gs}-karakteristiek en thermische stabiliteit zou men verwachten dat MOS-vermogenstransistors tot uitermate hoge stromen uitgestuurd kunnen worden. Helaas blijft echter het kwadratische gedrag bij zeer hoge stromen niet bewaard. Als de veldsterkte in het kanaal boven ongeveer 1,5 V/μm is gekomen neemt de beweeglijkheid der ladingdragers met toenemende veldsterkte af en treedt, zoals het heet, snelheidsbegrenzing op. Dit veroorzaakt een ernstige afwijking van de kwadratische karakteristiek. Deze kan in een lineaire versterker niet toegelaten worden, en daarom dwingt de snelheidsbegrenzing tot een beperking van de stroom.

Tot nu toe zijn de eigenschappen van een ideale MOS-transistor beschouwd. In een echte transistor zijn er parasitaire elementen die het afgegeven vermogen kleiner maken. De belangrijkste hiervan zijn de serieweerstanden van de toe- en de afvoer, R_s en R_d. Deze weerstanden komen voort uit een combinatie van de

[4] Zie het artikel van J. A. van Nielen in dit nummer, blz. 217.
[5] G. F. Neumark en E. S. Rittner, Transition from pentode- to triode-like characteristics in field-effect transistors, Solid-State Electronics **10**, 299-304, 1967. Van het effect wordt praktisch gebruik gemaakt door P. Richman, Modulation of space-charge-limited current flow in insulated-gate field-effect tetrodes, IEEE Trans. **ED-16**, 759-766, 1969.
[6] Voor het geval van uniforme dotering zijn tweedimensionale analyses uitgevoerd door J. E. Schroeder en R. S. Muller, IGFET analysis through numerical solution of Poisson's equation, IEEE Trans. **ED-15**, 954-961, 1968, en door H. C. de Graaff, Gate-controlled surface breakdown in silicon *P-N* junctions, Philips Res. Repts. **25**, 21-32, 1970 (no. 1).

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

weerstand van de vingervormige toe- en afvoerdiffusies, de weerstand van de eventuele aluminiumbanen op de vingers en de contactweerstand tussen aluminium en silicium. Zowel R_s als R_d maakt de spanning die over de ideale transistor staat kleiner en geeft verliezen, maar in een schakeling met gemeenschappelijke toevoer werkt de toevoerweerstand bovendien als een tegenkoppelweerstand en maakt hij de steilheid g_m kleiner. In de praktijk moet R_d belangrijk kleiner zijn dan de minimale weerstand van de ideale transistor wanneer deze in geleiding is, en deze is soms niet meer dan 10 Ω. De spanningsval over R_s moet bij maximale stroom veel kleiner zijn dan de tussen stuurelektrode en toevoer aangelegde spanning:

$$R_s I_{d\,max} \ll V_{gs'max}. \quad \ldots \quad (5)$$

Bijgevolg moet R_s klein gehouden worden ten opzichte van de verhouding $V_{gs'max}/I_{d\,max}$. Deze verhouding kan bij voorbeeld 5 Ω zijn. Hieruit volgt dat R_d bij voorkeur kleiner dan 1 Ω moet zijn en R_s kleiner dan 0,5 Ω.

Er zijn bij een geometrie van in elkaar grijpende vingers twee wegen om R_s en R_d klein te houden. De ene is het aanbrengen van aluminium banen over de gediffundeerde vingers van hetzij de toevoer, hetzij de afvoer, hetzij beide. De in fig. 5 afgebeelde uitvoering heeft gemetalliseerde vingers voor de toevoer en niet gemetalliseerde voor de afvoer. Dit is een compromis tussen afvoerserieweerstand en transistoroppervlakte. De andere benadering is, de toevoer- en afvoervingers geen van beide te metalliseren maar ze zo kort te maken dat de weerstand voldoende klein blijft. Een voorbeeld is afgebeeld in *fig. 6*. Een dergelijke geometrie heeft het voordeel van een hogere opbrengst aan werkende exemplaren in de fabricage, omdat de kans op kortsluitingen tussen stuur- en toevoerelektrode veel kleiner wordt.

Terloops zij opgemerkt dat men bij MOS-transistors in het algemeen grotere serieweerstanden kan toelaten dan bij bipolaire transistors, omdat het impedantieniveau hoger ligt.

Hoogfrequenteigenschappen

De tijdconstante die samenhangt met de stuurelektrodecapaciteit en de kanaalweerstand, is bij de MOS-transistor gelijk aan $l^2/\mu V_{gs'}$ [7]. Bij een MOS-transistor met een *P*-kanaal van 10 μm en een effectieve stuurspanning van 10 V is deze tijdconstante ongeveer 0,67 ns, wat leidt tot een afname van de versterking boven een frequentie van 250 MHz. De parasitaire elementen kunnen een grotere tijdconstante doen ontstaan. De serieweerstanden van toevoer en stuurelektrode vormen b.v. met de stuurelektrodecapaciteit een parasitaire tijdconstante. In fig. 5 en 6 ziet men dat de lussen van de stuurelektrode aan de toevoerkant doorverbonden zijn over de vingers heen. Als dit niet gedaan werd zou de bij een MOS-vermogenstransistor noodzakelijk zeer grote breedte van de stuurelektrode kunnen leiden tot een effectieve serieweerstand van 10 Ω. Deze zou met een effectieve stuurelektrodecapaciteit van 130 pF een tijdconstante van 1,3 ns geven en een afname van de versterking boven 120 MHz.

In de praktijk kan het frequentiegebied waarin een MOS-vermogenstransistor gebruikt wordt begrensd worden door zijn ingangsimpedantie. De vervangingsschakeling van de ingang van een MOS-transistor wordt gegeven in *fig. 7*. Hierin stelt $1/5g_m$ de verdeelde kanaalweerstand voor en C_1 de verdeelde stuurelektrodecapaciteit; R_s en R_g zijn de serieweerstanden van toevoer en stuurelektrode. De capaciteit van de overlapping wordt eenvoudigheidshalve verwaarloosd. Deze schakeling kan gemakkelijk getransformeerd worden in de gelijkwaardige *RC*-parallelschakeling, waarin

$$R_{par} = \frac{1 + (R_s + R_g + 1/5g_m)^2\omega^2C_1^2}{(R_s + R_g + 1/5g_m)\,\omega^2C_1^2}. \quad (6)$$

Zoals men ziet varieert R_{par} telkens met de verandering van g_m gedurende een periode van de stuurspanning. Door R_{par} naar g_m te differentiëren vindt men dat R_{par} minimaal is als $R_s + R_g + 1/5g_m = 1/\omega C_1$ en dat de minimale waarde $2/\omega C_1$ is.

Bij de MOS-vermogenstransistor afgebeeld in fig. 6 is $C_1 = 130$ pF. Dit betekent dat de ingangsparallelweerstand R_{par} bij een frequentie van 30 MHz door een minimum van 81 Ω gaat iedere keer dat g_m, die tussen nul en 150 mA/V oscilleert, de waarde van ca.

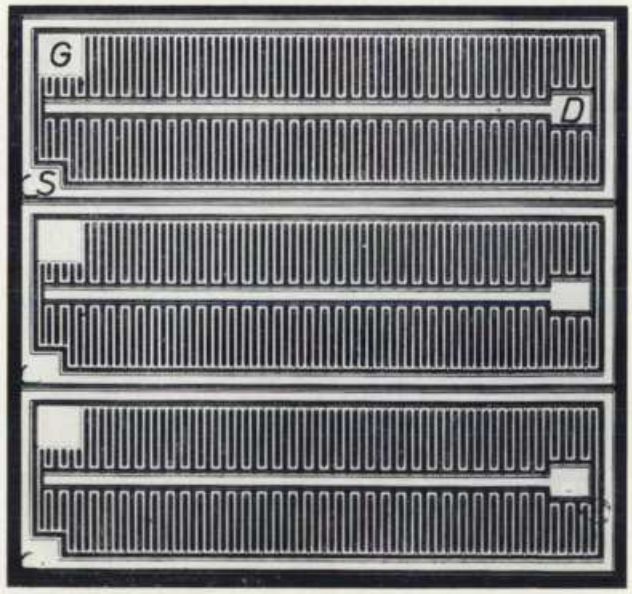


Fig. 6. MOS-vermogenstransistor, bestaande uit drie identieke parallel te schakelen eenheden. *S* toevoer. *G* stuurelektrode. *D* afvoer. De totale kanaalbreedte is 12,2 cm. Zowel de toevoer- als de afvoervingers zijn niet gemetalliseerd. Vergroting ca. 30×.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

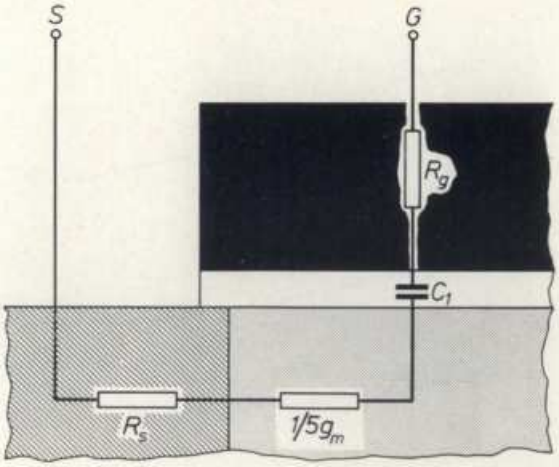


Fig. 7. Vervangingsschema van de ingang van een MOS-transistor. R_s en R_g stellen de inwendige weerstand van resp. de toevoer en de stuurelektrode voor, $1/5g_m$ de verdeelde kanaalweerstand — g_m is de steilheid — en C_1 de verdeelde stuurelektrodecapaciteit.

5 mA/V passeert. Dat gebeurt tweemaal per periode. Dit voorbeeld toont dat grote MOS-transistors bij hoge frequenties een heel kleine effectieve ingangsweerstand kunnen hebben, en de daaruit voortvloeiende lage vermogensversterking kan soms de belangrijkste beperking zijn.

In een lineaire versterker heeft het feit dat de ingangsweerstand varieert met de ogenblikswaarde van de ingangsspanning, vervorming van het ingangssignaal ten gevolge; dat geldt in het bijzonder wanneer stuurelektrodecapaciteit en frequentie hoog zijn zodat $2/\omega C_1$ een kleine waarde vertegenwoordigt.

Thermisch gedrag

De invloed van de temperatuur op de afvoerstroom van een MOS-transistor wordt door twee factoren bepaald: een verschuiving van de drempelspanning en een daling van de beweeglijkheid bij stijgende temperatuur [8]. Deze veranderingen zijn gewoonlijk tegengesteld gericht en er bestaat daardoor een instelpunt met temperatuurcoëfficiënt nul. Bij grote stromen evenwel overheerst het afnemen van de beweeglijkheid en leidt een temperatuurstijging tot een daling van de stroom. Experimentele resultaten waaruit dit blijkt worden in het volgende hoofdstuk gegeven.

Dit gedrag heeft uit praktisch oogpunt bezien uiterst belangrijke gevolgen. Een grote MOS-transistor is thermisch stabiel, of we nu stroomfluctuaties over het oppervlak van de transistor beschouwen of stroomfluctuaties in de tijd. Eerstbedoelde stabiliteit verzekert een goede stroomverdeling over de transistor, zonder dat stabilisatieweerstanden worden ingevoerd zoals bij bipolaire transistors vaak nodig is. De stabiliteit van een MOS-transistor met betrekking tot stroomveranderingen in de tijd betekent, dat hij niet thermisch „wegloopt". Om deze reden is een MOS-transistor in principe een robuust element. Om dezelfde reden zou men verwachten dat het verschijnsel van secundaire doorslag [9] bij de MOS-vermogenstransistor niet voorkomt, en inderdaad is het niet waargenomen, afgezien van het speciale geval genoemd in het hoofdstuk over de grenzen van de toelaatbare spanningen [10].

Experimentele resultaten

Er zijn MOS-vermogenstransistors vervaardigd met de geometrie van fig. 5. Daar deze ontworpen werd voordat wij op de hoogte waren van de verschillen in spanningsgedrag tussen MOS-transistors met *N*- en *P*-kanaal, was zij bestemd voor een MOS-transistor met *N*-kanaal en was de kanaallengte 16 μm. De *N*-kanaaltransistors gemaakt volgens deze geometrie leverden vanwege de lage toegelaten spanning niet het verwachte vermogen. Daarom werden er vervolgens *P*-kanaaltransistors gemaakt. Met het oog op de beschikbare fotomaskers besloten wij dezelfde geometrie aan te houden, hoewel de optimale kanaallengte in dit geval ca. 10 μm zou zijn.

Het van deze transistors in een lineaire versterker te verwachten vermogen kan men op eenvoudige wijze berekenen en met het experiment vergelijken. Voor een lineaire werking van de schakeling moet de transistor in hoofdzaak binnen het kwadratische deel van zijn I_d, V_{gs}-karakteristiek werken en mag de belastingslijn de I_d, V_{ds}-karakteristiek dus niet links van de „knie" snijden (fig. 2). Voor een enkele transistor, ingesteld in klasse B, is het piekvermogen P_{pe} dat aan de belasting kan worden afgegeven:

$$P_{pe} = \tfrac{1}{2}(I_{d\,max}/\sqrt{2})\,(V_{d\,max}/\sqrt{2}), \quad \ldots \quad (7)$$

waarin $V_{d\,max}$ de amplitude is van de wisselspanning die, gesuperponeerd op de voedingsspanning, op de afvoer staat. Met behulp van (1), (2) en (3) kan dit herleid worden tot

$$P_{pe} = \mu\, C_{ox}\, w\, V_{gs}'^2\,(V_{ds\,br} - V_{ds\,sat})/16\, l. \quad (8)$$

Bij de hier beschouwde vermogenstransistor was

[7] Beschouwingen over de tijdconstante τ vindt men in de artikelen van P. A. H. Hart en F. M. Klaassen en van R. J. Nienhuis in dit nummer, blz. 224 en 271.

[8] H. C. de Graaff en J. A. van Nielen, Electronics Letters **3**, 195, 1967.

[9] Secundaire doorslag ontmoet men met name bij bipolaire vermogenstransistors. Men neemt het verschijnsel waar als de collectorstroom-spanningskarakteristiek wordt voortgezet voorbij het punt van eerste of zenerdoorslag; het uit zich als een plotseling terugspringen van de curve naar een lagere spanning — niet ongelijk aan de doorslagverschijnselen zichtbaar in fig. 4*b*. Sommige auteurs nemen aan dat secundaire doorslag te maken heeft met plaatselijke thermische instabiliteit. Zie H. A. Schafft, Second breakdown — a comprehensive review, Proc. IEEE **55**, 1272-1288, 1967.

[10] Het verschijnsel wordt ook gerapporteerd door T. Asakawa en N. Tsubouchi, Second breakdown in MOS transistors, IEEE Trans. **ED-13**, 811-812, 1966.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$\mu \approx 150$ cm²/Vs, $C_{ox} = 1{,}8.10^{-8}$ F/cm², $w = 4{,}2$ cm en $l = 16$ μm. De lawinedoorslagspanning $V_{ds\,br}$ was minimaal 90 V maar bij de meting werd de transistor slechts tot 85 V uitgestuurd. De maximale roosterspanning was 14 V en $V_{ds\,sat}$ 15 V. Bijgevolg was het te verwachten piekvermogen 6,1 W.

Paren van deze transistors werden op dezelfde drager gemonteerd en parallel geschakeld en vervolgens gemeten in het frequentiegebied van 3 tot 30 MHz [11]. Van een signaal van twee dicht bijeen liggende frequenties werd, ter bepaling van de linearíteit van de schakeling, het niveau van de intermodulatie gemeten. Er werd een piekvermogen verkregen van 11,5 W met een intermodulatieniveau van —30 dB. Elke transistor gaf dus 5,75 W of 95% van het berekende vermogen.

De opbrengsten aan werkende exemplaren die met dit ontwerp verkregen werden, gaven aan dat ook een toekomstige transistor met een aanzienlijk breder kanaal nog een bruikbare opbrengst zou kunnen geven. Bovendien deden eerder genoemde experimenten met de doorslagspanning vermoeden dat het hoogste uitgangsvermogen bereikt zou worden met een MOS-transistor met een *P*-kanaal van ca. 10 μm lengte. Daarom werd de transistor van fig. 6 vervaardigd met een kanaallengte en -breedte van resp. 9 μm en 12,2 cm; deze werd onder dezelfde omstandigheden gemeten als boven beschreven. Invullen van de waarden in vergelijking (8) geeft een berekend uitgangsvermogen van 31,5 W. Het aan deze transistors gemeten piekvermogen was in werkelijkheid 30 W.

Een nadeel van deze transistors was dat het ten gevolge van de vrij grote terugwerkingscapaciteit ervan noodzakelijk bleek neutrodynisatie toe te passen. Dit kon alleen worden vermeden door een niet afgestemde ingangsschakeling te gebruiken. Bovendien moest in de leiding van de stuurelektrode om vervorming van het toegevoerde signaal te voorkomen een weerstand van 50 Ω worden opgenomen, wat een kleinere vermogensversterking van de versterker tot gevolg had.

Aan een transistor van het in fig. 5 afgebeelde type zijn metingen verricht van het verloop van de afvoerstroom met de temperatuur; deze zijn in *fig. 8* weergegeven. De temperatuur van de transistor werd bepaald door een oliebad en de juiste stuurspanning werd aangelegd in de vorm van impulsen met een zodanige herhalingsfrequentie dat de stroom door de transistor de oppervlaktetemperatuur ervan niet noemenswaardig beïnvloedde. Deze curven tonen duidelijk dat bij grote stromen de afvoerstroom afneemt bij stijgende temperatuur.

Met behulp van een infraroodmicroscoop is de temperatuurverdeling over het oppervlak van een MOS-transistor met vingerstructuur gemeten. De uitkomsten toont *fig. 9* in de vorm van isothermen.

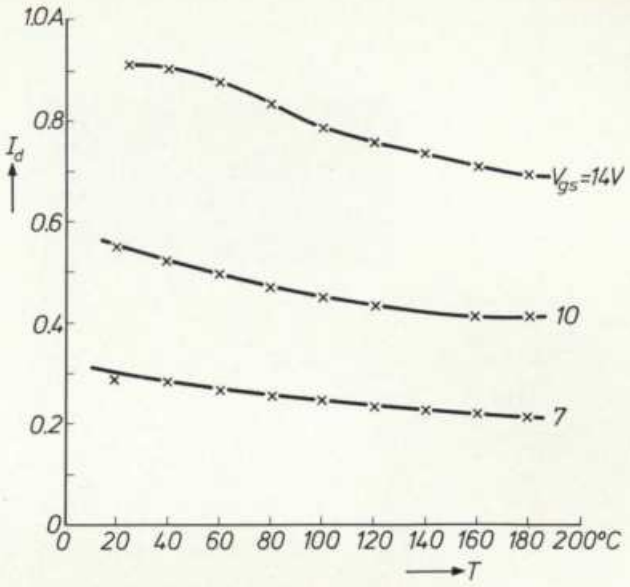


Fig. 8. De door de MOS-vermogenstransistor van fig. 5 vloeiende stroom I_d, uitgezet tegen de temperatuur T van de transistor. De curven vertonen een negatieve temperatuurcoëfficiënt.

Verdere ontwikkeling van de MOS-vermogenstransistors

Boven is reeds gezegd, dat de terugwerkingscapaciteit van een MOS-vermogenstransistor betrekkelijk groot kan zijn, en dat de doorslagspanning van de stuurspanning afhangt. Beide bezwaren kunnen overwonnen worden door het gebruik van een verkorte stuurelektrode, die de afvoer niet overlapt maar een paar micron ervoor ophoudt (*fig. 10*). Er zijn transistors van deze soort gemaakt; de doorslagspanning ervan (op materiaal van 8 Ωcm) is 125 V in plaats van 90 V en is onafhankelijk van de stuurspanning, terwijl de terugwerkingscapaciteit 3,5 pF is, vergeleken met 50 pF bij de transistor met volledige stuurelektrode. In het algemeen zal zo'n transistor echter ten gevolge

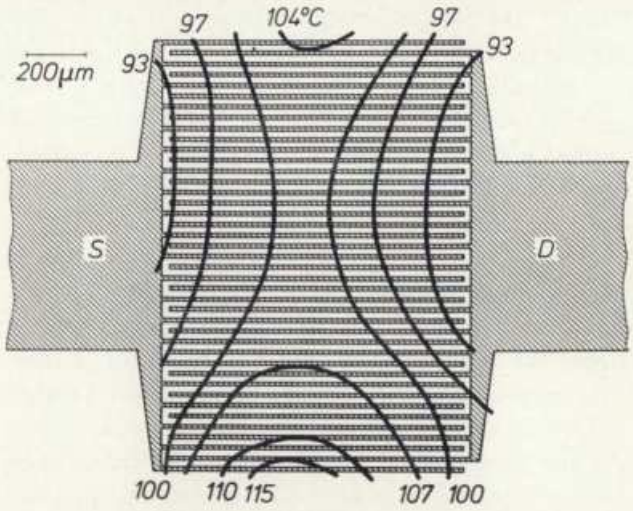


Fig. 9. De temperatuurverdeling over het oppervlak van een MOS-vermogenstransistor is nagenoeg uniform.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van de in het kanaal geïntroduceerde serieweerstand het nadeel vertonen van een hogere verzadigingsspanning dan het type met volledige stuurelektrode heeft. Om dit nadeel te niet te doen moet de transistor van het verarmingstype zijn en een zodanige drempelspanning hebben, dat het geleidingsvermogen van het niet gestuurde deel van het kanaal te allen tijde groter is dan dat van het gestuurde deel. In de praktijk betekent dit een drempelspanning van ca. 15 V aan de depletiekant. Een stabiele drempelspanning van deze grootte is met de gangbare MOS-technologie zeer moeilijk te verwezenlijken.

Men kan het probleem van het maken van zo'n transistor van een extreem verarmingstype op twee manieren aanpakken. De eerste is het gebruik van een diëlektricum dat een stabiele drempelspanning van de vereiste waarde geeft. Dit is met succes bij MOS-transistors met *N*-kanaal gedaan door gebruik te maken van een dubbellaag van siliciumdioxide en siliciumnitride, maar deze transistors lijden aan het euvel van een lage doorslagspanning, zoals besproken in het hoofdstuk over toelaatbare spanningen; voor *P*-kanaaltransistors, waar een hoge positieve drempelspanning vereist is, is het probleem nog veel moeilijker. De andere benadering is, een kanaal permanent in te bouwen, zodat de werking van de transistor niet meer berust op inversie van de oppervlaktelaag, maar eenvoudig op de verarming of verrijking van een dunne oppervlaktelaag van tegengesteld type als het substraat. Zo'n laag kan worden aangebracht door epitaxie, diffusie of ionenimplantatie. De eigenschappen van de transistor hangen geheel af van de soortelijke weerstand en de dikte van de laag [12].

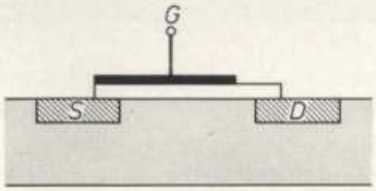


Fig. 10. Schematische doorsnede van een MOS-transistor die van een verkorte stuurelektrode *G* is voorzien om de terugwerkingscapaciteit tussen *G* en de afvoer *D* klein te houden. *S* toevoer.

Het is ook mogelijk de terugwerkings- en spanningsproblemen te overwinnen door gebruik te maken van een tetrodestructuur met twee onafhankelijke stuurelektrodes. Hiermee zou men het probleem van het maken van een transistor van een extreem verarmingstype omzeilen. Voor kleine signalen zijn er met succes MOS-tetrodes gemaakt [13], maar voor een vermogenstransistor zijn eenvoud van geometrie en oppervlaktebesparing zo belangrijk, dat de verkorte stuurelektrode op het ogenblik betere beloften voor de toekomst inhoudt.

---

[11] De hoogfrequentmetingen zijn uitgevoerd door J. Ling van de Mullard Central Application Laboratories te Mitcham, Engeland.

[12] Een voorbeeld van zo'n transistor wordt besproken in het artikel van J. A. van Nielen, M. J. J. Theunissen en J. A. Appels in dit nummer, blz. 282.

[13] T. Okumura, De MOS-tetrode, Philips techn. T. **30**, 138-145, 1969 (no. 5).
R. J. Nienhuis, Een MOS-tetrode met een 1,5 μm lang kanaal voor het UHF-gebied; dit nummer blz. 271.

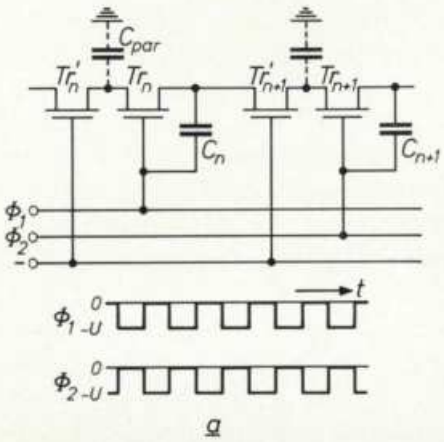
Samenvatting. De MOS-transistor heeft als hoogfrequentvermogensversterker verscheidene aantrekkelijke eigenschappen. Een hiervan is de negatieve temperatuurcoëfficiënt, die tot een bijna uniforme temperatuurverdeling leidt en de transistor vrij maakt van thermische instabiliteit en secundaire doorslag. Voor een groot uitgangsvermogen moet de MOS-transistor grote stromen kunnen voeren en moet de keerlaag een hoge doorslagspanning hebben. MOS-transistors met *P*-kanaal vertonen een hogere doorslagspanning dan die met *N*-kanaal; een gedetailleerde theorie hierover ontbreekt. Voor een grote stroom zijn een dunne oxidelaag en een kort en breed kanaal vereist; voor goede hoogfrequenteigenschappen eveneens een kort kanaal. Voor de dikte van het oxide en de lengte van het kanaal liggen vanwege doorslag de minimumgrenzen bij resp. 0,2 μm en 10 μm. Er zijn experimentele MOS-vermogenstransistors gemaakt met kanaalbreedten van 4,2 cm en 12,2 cm; toe- en afvoer vormen hierbij een patroon van in elkaar grijpende vingers. Het gemeten piekvermogen in de HF-band (3-30 MHz) was resp. 5,75 W en 30 W; dat is bijna gelijk aan de berekende waarde. Voor het verkleinen van de terugwerkingscapaciteit bij MOS-vermogenstransistors biedt de uitvoering met verkorte stuurelektrode de beste vooruitzichten.

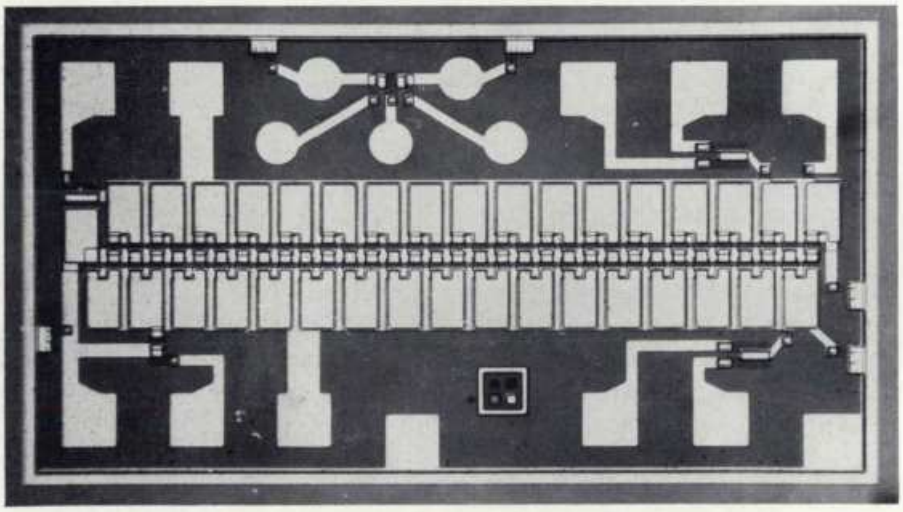
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Geïntegreerd emmertjesgeheugen met MOS-tetrodes

Een emmertjesgeheugen[1] dat is samengesteld met MOS-transistors heeft, vergeleken met de bipolaire uitvoering, het voordeel dat er geen signaalverzwakking optreedt door stuurstromen in de transistors. Van de MOS-uitvoering kan men dan ook een groot aantal cellen zonder tussengeschakelde versterktrappen in serie zetten. Bij deze grote aantallen gaat echter een andere bron van vervorming een rol spelen. In de cel van het MOS-emmertjesgeheugen werkt de spanning aan de afvoerelektrode van de MOS-transistor namelijk in geringe mate terug op de aanvoerelektrode, en wel meer naarmate de inwendige weerstand van de MOS-transistor kleiner is. Dit heeft tot gevolg dat de verplaatste signaalwaarde invloed heeft op de restspanning van de aanvoerelektrode, en daarmee op de referentiespanning voor de volgende signaalwaarde. Hierdoor wordt een residu van de signaalwaarde opgeteld bij de volgende waarde; dit geeft een verzwakking bij hoge signaalfrequenties. Het residu per cel bedraagt bij de MOS-schakeling ongeveer 1/1000 van de signaalwaarde, wat het aantal cellen beperkt tot 100 à 200. Voor vele toepassingen is dit niet voldoende; een vertraging van 100 ms bij een bandbreedte van 5 kHz, b.v. voor het maken van nagalm, vereist 2000 cellen!





We kunnen de terugwerking verminderen door aan elke cel een tweede MOS-transistor toe te voegen die zo is ingesteld dat hij altijd in verzadiging werkt (Tr_n' en Tr_{n+1}' in fig. *a*; alle transistors zijn van het type met *P*-kanaal). Deze extra transistors vormen met de oorspronkelijke transistors tetrodes; aangezien de inwendige weerstand van een dergelijke tetrode veel groter is dan die van een enkele transistor [2], kunnen we nu kleinere residu-waarden verwachten. Deze winst wordt echter weer beperkt doordat bij het overbrengen van een signaalwaarde een gedeelte van de verplaatste lading in de parasitaire capaciteit C_{par} achterblijft. Door deze capaciteit klein te houden, kan het residu toch een factor 10 à 20 kleiner worden gemaakt dan bij de oorspronkelijke uitvoering, zodat nu enkele duizenden cellen in serie kunnen worden gezet.

De foto toont een dergelijk emmertjesgeheugen met 32 cellen op een kristalplaatje van 0,95 × 1,65 mm (max. schuiffrequentie 100 kHz). In een detailschets van twee opeenvolgende cellen (fig. *b*) zijn de geheugencondensatoren weergegeven en de kanalen van de verschillende transistors [3]. De aluminiumstrips van de geheugencondensatoren en van de stuurelektrodes van de extra transistors zijn op de foto zichtbaar als horizontale witte banen, waarbinnen de begrenzingen van de verschillende gebieden donkere lijntjes vormen (door dikteverschillen van het oxide). Op het plaatje bevinden zich verder nog enkele transistors die als ingangs- en uitgangsschakeling kunnen dienen.

F. L. J. Sangster

[1] F. L. J. Sangster, Het „emmertjesgeheugen", een schuifregister voor analoge signalen, Philips techn. T. **31**, 97-111, 1970 (no. 4).
[2] Zie b.v. het artikel van R. J. Nienhuis in dit nummer, blz. 271.
[3] De tekenwijze is dezelfde als in fig. 9*b* op blz. 293 van dit nummer.

F. L. J. Sangster, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

Een MOS-tetrode met een 1,5 μm lang kanaal voor het UHF-gebied

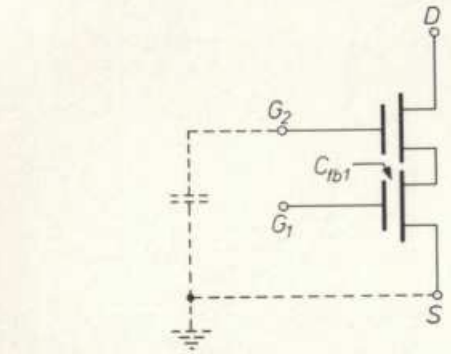
R. J. Nienhuis

Bij de MOS-transistor overlapt de stuurelektrode, vanwege de onvermijdelijke maatfluctuaties, gedeeltelijk het diffusiegebied van de afvoerelektrode. Daardoor bestaat tussen beide een capaciteit, meestal van de grootte-orde van 1 pF. Via deze capaciteit, de terugwerkingscapaciteit, bestaat er een negatieve terugkoppeling van de afvoerelektrode naar de stuurelektrode en wel in sterkere mate naar gelang de signaalfrequenties hoger zijn. Dit beperkt de toepassing van MOS-transistors in het algemeen tot frequenties beneden 100 MHz.

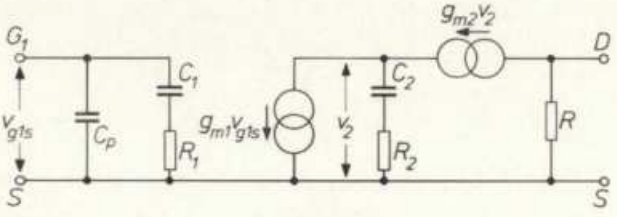
De terugwerkingscapaciteit is veel kleiner bij de MOS-tetrode [1]; dit element, dat bestaat uit een serieschakeling van twee MOS-transistors, is daarom tot hogere frequenties bruikbaar. De vraag doet zich voor tot hoe hoge frequenties men bij een optimale dimensionering gaan kan. Een analyse van de eigenschappen van de MOS-tetrode wijst daarbij in de richting van een zo kort mogelijk kanaal voor de eerste transistor van de tetrode. Dit roept zekere problemen bij de vervaardiging op. Dank zij een speciaal procédé was het ons evenwel mogelijk goed gedefinieerde kanalen met een lengte van niet meer dan 1,5 μm te maken en het resultaat was een MOS-tetrode die bij 1000 MHz nog een vermogensversterking van ca. 5 dB levert. Dit opent de mogelijkheid van toepassing van de MOS-tetrode in het UHF-gebied [2], b.v. in de afstemeenheid van televisieontvangers. In deze laatste toepassing biedt de MOS-tetrode, zoals nog zal blijken, bovendien een aantrekkelijke mogelijkheid tot versterkingsregeling.

Enige eigenschappen van de MOS-tetrode

De MOS-tetrode is een zg. cascodeschakeling van twee MOS-transistors (ook wel MOS-triodes genoemd); deze staan hierbij in serie, de eerste werkt met geaarde toevoerelektrode en de tweede met voor wisselspanning geaarde stuurelektrode (zie *fig. 1a* voor een schematische voorstelling van een MOS-tetrode met *N*-kanaal). Deze cascodeschakeling wordt als één geheel vervaardigd, waarbij één diffusiegebied tegelijk afvoer van de eerste en toevoer van de tweede triode is. Dit gebied heet het eiland en heeft geen aansluiting naar buiten. De signaalspanning v_{isl} aan het eiland is ongeveer gelijk aan de uitgangsspanning v_d aan de afvoer van de tetrode gedeeld door de versterkingsfactor μ_2 van de tweede triode; in overeenstemming daarmee is de terugkoppeling via de terugwerkingscapaciteit C_{fb1} naar de eerste stuurelektrode een factor μ_2 maal zo klein als die bij een enkele transistor. Men kan daarom zeggen dat de terugwerkingscapaciteit van de tetrode als geheel μ_2 maal zo klein is als die van de enkele transistor. Het is dan ook veelal toelaatbaar haar in een vereenvoudigd vervangingsschema van de MOS-tetrode (fig. 1*b*) geheel weg te laten. Een en ander wordt geïllustreerd door *fig. 2a*,



a



b

Fig. 1. *a*) Schematische voorstelling van een MOS-tetrode. *S* toevoerelektrode. G_1 stuurelektrode van de eerste triode. G_2 stuurelektrode van de tweede triode; deze wordt voor wisselspanningen geaard. *D* afvoerelektrode. C_{fb1} terugwerkingscapaciteit van de eerste triode.
b) Vereenvoudigd vervangingsschema van de MOS-tetrode. C_p parasitaire ingangscapaciteit. C_1 capaciteit van de eerste stuurelektrode ten opzichte van het kanaal. R_1 deel van de kanaalweerstand van de eerste triode. g_{m1}, g_{m2} steilheden van de eerste en de tweede triode. C_2 capaciteit van de tweede stuurelektrode ten opzichte van het kanaal. R_2 deel van de kanaalweerstand van de tweede triode. *R* inwendige weerstand van de tetrode.

Ir. R. J. Nienhuis, medewerker van Philips' Hoofdindustriegroep Elcoma (Electronic Components and Materials), Nijmegen.

[1] Zie voor een berekening van de terugwerkingscapaciteit T. Okumura, De MOS-tetrode, Philips techn. T. **30**, 138-145, 1969.

[2] Volgens internationale normalisatie omvat het VHF-gebied de frequenties van 30-300 MHz, het UHF-gebied de frequenties van 300-3000 MHz. De termen zijn afkortingen van „very high frequencies" en „ultra high frequencies".

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waarin de aan MOS-tetrode type BFS 28 gemeten waarden van C_{fb} zijn weergegeven als functie van de gelijkspanning V_{ds} aan de afvoer. Bij een afvoerspanning $V_{ds} <$ ca. 5 V is de tweede triode van de tetrode niet in verzadiging en fungeert hij als een eenvoudige serieweerstand. Via deze serieweerstand meet men aan de afvoerelektrode de C_{fb} van de eerste triode, ca. 0,8 pF. Ligt de afvoerspanning V_{ds} voldoende ver boven 5 V, dan is de tweede triode in verzadiging en heeft hij de versterkingsfactor μ_2. De tetrode bezit dan zijn karakteristieke werking en men meet aan de afvoer een μ_2 maal, d.i. hier ca. 40 maal kleinere waarde van C_{fb}, nl. 0,02 pF.

De capaciteit tussen de afvoer van de tetrode en de tweede stuurelektrode draagt niet tot de terugwerking bij omdat de tweede stuurelektrode voor wisselspanningen geaard wordt.

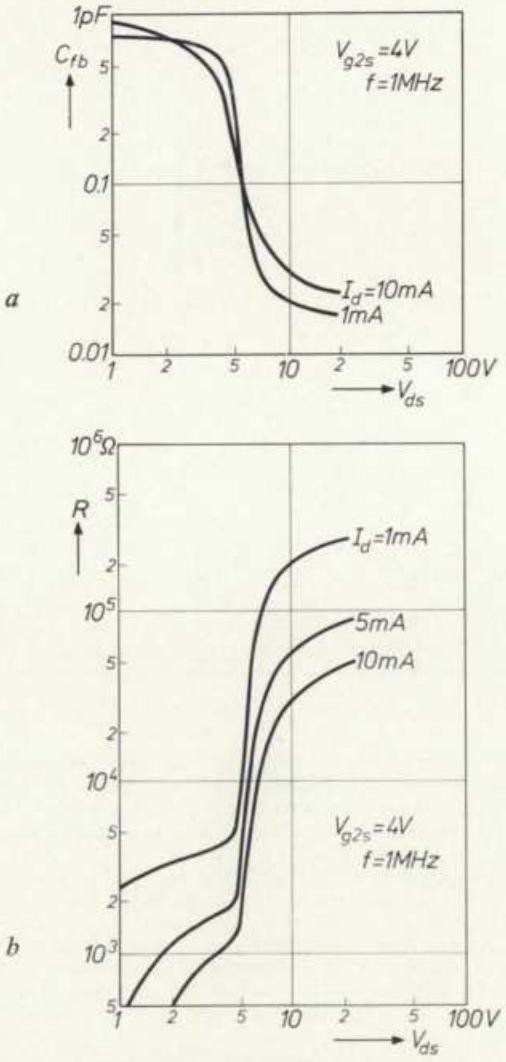


Fig. 2. *a*) De terugwerkingscapaciteit C_{fb} en *b*) de inwendige weerstand R van de MOS-tetrode BFS 28 als functie van de afvoerspanning V_{ds}. Als deze boven ca. 5 V komt, wordt de tweede triode verzadigd. Dan treedt de voor de tetrode karakteristieke werking op en wordt de aan de afvoer gemeten terugwerkingscapaciteit C_{fb} een factor 40 kleiner en de inwendige weerstand R een factor 40 groter.

De inwendige weerstand R van een MOS-tetrode is ongeveer μ_2 maal zo groot als die van de enkele MOS-transistor. Bij de MOS-transistor heeft de afvoerspanning V_{ds} enige invloed op de bij verzadigde instelling lopende stroom $I_{d\,sat}$ doordat de afvoerspanning de lengte van het geleidende kanaal en daarmee de steilheid beïnvloedt [3]. Dat geldt ook voor de eerste triode van de MOS-tetrode. Doordat de spanningsvariaties op het eiland echter slechts $1/\mu_2$ maal zo groot zijn als die aan de afvoer is het bedoelde effect ook maar $1/\mu_2$ maal zo groot. Daardoor wordt de inwendige weerstand μ_2 maal groter. Dit is zichtbaar in de in fig. 2*b* weergegeven metingen. Hierin is de inwendige weerstand R uitgezet als functie van de afvoerspanning V_{ds} van de tetrode. Zodra deze hoog genoeg wordt om de tetrodewerking te verkrijgen neemt de inwendige weerstand met ongeveer een factor 40 toe.

Behalve de voordelen van een kleine terugwerkingscapaciteit en een hoge inwendige weerstand biedt de MOS-tetrode de mogelijkheid de versterking te regelen met de spanning V_{g2s} aan de tweede stuurelektrode. Men kan namelijk met V_{g2s} de eerste triode op de grens van de verzadiging instellen. Deze grens wordt bereikt als de potentiaal van het eiland $V_{isls} = V_{g1s} - V_{th}$ is. Nu is, als beide triodes van de tetrode dezelfde eigenschappen hebben, $V_{g2s} - V_{isls} - V_{th} = V_{g1s} - V_{th}$ ofwel $V_{isls} = V_{g2s} - V_{g1s}$; daaruit volgt dat de grens van de verzadiging wordt bereikt als $V_{g2s} = 2\,V_{g1s} - V_{th}$ is. Is de eerste triode in verzadigde toestand, maar dicht bij deze grens, dan heeft V_{g2s} reeds een aanmerkelijke invloed op de stroom door deze triode en daarmee op zijn steilheid. De steilheid van de tetrode als geheel is gelijk aan die van de eerste triode [4] en wordt dus op dezelfde wijze door V_{g2s} beïnvloed. Dit wordt duidelijk geïllustreerd door *fig. 3*, waarin de steilheid van de I_d,V_{g1s}-curven bij afnemende V_{g2s} kleiner wordt. Deze mogelijkheid tot versterkingsregeling wordt in radio- en televisie-ontvangers gebruikt voor de automatische sterkteregeling, die de gevoeligheid van de ontvanger aanpast bij de sterkte van de ontvangen zender. Brengt men daarbij, zoals in de inzet van fig. 3 is aangegeven, een ontkoppelde weerstand R_s in de toevoerleiding van de MOS-tetrode aan, dan verschuift tijdens de regeling de gelijkspanningsinstelling van de MOS-tetrode zodanig, dat bij binnenkomst van een sterk signaal niet alleen de versterking vermindert maar ook de signaalruimte — de maximale ingangsspanning die zonder grote vervorming versterkt kan worden — groter wordt. Dit draagt bij tot linearisering van de MOS-tetrode. Dit, en het ontbreken van termen van oneven orde in de kwadratische karakteristiek van de MOS-transistor en -tetrode, heeft tot gevolg dat er minder kruismodulatie [3] optreedt dan bij het gebruik van een bipolaire transistor of elektronenbuis (*fig. 4*).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Kort kanaal vereist voor hoge frequenties

Wanneer wij er naar streven de goede hoogfrequenteigenschappen van de MOS-tetrode door een optimale dimensionering zoveel mogelijk uit te buiten, is vooral de dimensionering van de eerste transistor van de tetrode van belang, omdat deze de ingangseigenschappen en de steilheid van de tetrode bepaalt. Het gedrag bij hoge frequenties wordt sterk beïnvloed door parasitaire capaciteiten en zelfinducties. Deze onttrekken zich aan een nauwkeurige berekening; men kan alleen trachten de parasitaire elementen klein te houden door naar kleine afmetingen te streven. Anders is het gesteld met het eigenlijke versterkingsmechanisme van de MOS-transistor; daaraan zijn berekeningen mogelijk die het verband tussen eigenschappen en kanaalafmetingen aangeven. Bezien wij daartoe fig. 1 *b*, waarin de meeste parasieten zijn weggelaten. De eerste transistor is voorgesteld door een stroombron die een stroom afgeeft ter grootte van g_{m1} maal de ingangsspanning v_{g1s}. Als een indicatie voor de bruikbaarheid van de MOS-transistor bij hoge frequenties beschouwen we nu de frequentie waarbij de ingangsstroom i_1 van de eerste transistor (de parasitaire capaciteit C_p buiten beschouwing gelaten) gelijk is geworden aan de uitgangsstroom $g_{m1}v_{g1s}$ ervan. Omdat bij deze frequentie de impedantie van C_1 nog enige malen groter is dan R_1 mogen we

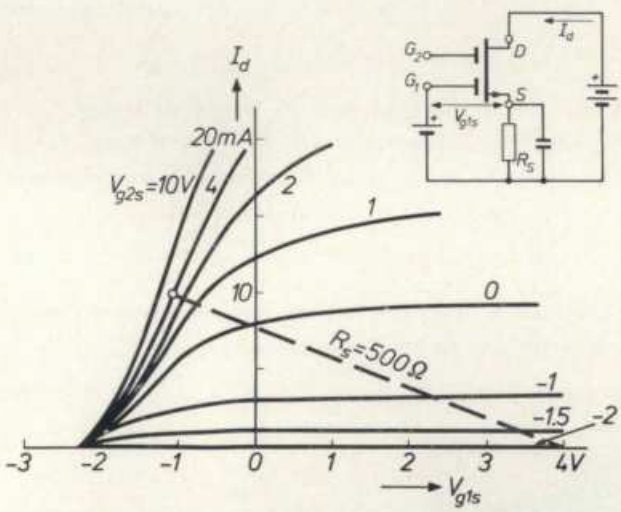


Fig. 3. De I_d,V_{g1s}-karakteristieken van een MOS-tetrode met V_{g2s} als parameter. Als V_{g2s} afneemt wordt de steilheid van de curven en daarmee de versterking van de tetrode kleiner. Men gebruikt dit effect voor automatische sterkteregeling. Brengt men een ontkoppelde weerstand R_s (*zie inzet*) in de toevoerleiding aan, dan wordt de gelijkspanning V_{g1s} tussen G_1 en S afhankelijk van de stroominstelling. Bij een groot ingangssignaal wordt V_{g2s} lager; daarbij neemt de stroom I_d en dus de spanningsval over R_s af. Bijgevolg neemt de voorspanning V_{g1s} toe; het werkpunt I_d,V_{g1s} verschuift langs de schuine streeplijn naar rechts en de signaalruimte (d.i. de maximale wisselspanning die kan worden aangelegd zonder de MOS-transistor volledig af te knijpen) neemt toe. Hierdoor kan het grotere ingangssignaal, ter wille waarvan de versterking verkleind is, zonder al te grote vervorming verwerkt worden.

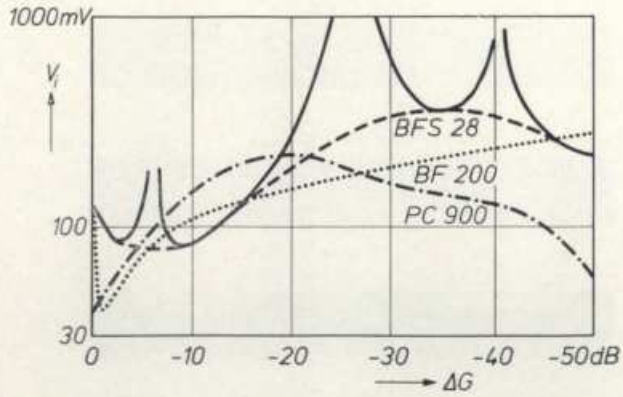


Fig. 4. De grootte V_i die een ongewenst signaal aan de ingang van een ontvanger mag bereiken voordat er 1 % kruismodulatie optreedt, is afhankelijk van de instelling van het versterkend element (MOS-tetrode of elektronenbuis) in de ingangsschakeling van de ontvanger. Deze instelling wordt bepaald door de automatische sterkteregeling, die de versterking G kleiner maakt naarmate het binnenkomende gewenste signaal sterker is. De meetresultaten, verkregen met de MOS-tetrode BFS 28, zijn gunstiger dan die van de in ingangstrappen veel gebruikte bipolaire transistor BF 200 of de vacuümtriode PC 900. De metingen aan de laatste werden bij een voedingsspanning van 280 V verricht.

bij benadering zeggen dat dan $\omega C_1 = g_{m1}$ is of $\omega C_1/g_{m1} = 1$. De tijdconstante $\tau = C_1/g_{m1}$ zijn we reeds in een voorgaand artikel [5] tegengekomen. Hoe kleiner τ is, des te beter zijn de hoogfrequenteigenschappen van de MOS-transistor. Ten einde het verband van τ met de kanaalafmetingen na te gaan schrijven we:

$$\tau = \frac{C_1}{g_{m1}} = \frac{C_{ox}\,wl}{\sqrt{2\mu C_{ox} I_d w/l}} = \sqrt{\frac{C_{ox}\,wl^3}{2\mu I_d}} \quad . \qquad (1)$$

Hierin is C_{ox} de capaciteit per oppervlakte-eenheid van de stuurelektrode ten opzichte van het kanaal, l en w zijn lengte en breedte van het kanaal. Voor de uitdrukking voor g_{m1} zij verwezen naar een der voorgaande artikelen in dit nummer [3]. Zij volgt uit de betrekkingen (7) en (11) in dat artikel. Wij zien dat voor een gegeven waarde van de afvoerstroom I_d de tijdconstante τ van de eerste transistor evenredig is met $l^{3/2}$. Voor een kleine waarde van τ is dus vereist dat de eerste transistor een kort kanaal heeft.

Een grootheid die naast τ van belang is, is de maximale beschikbare vermogensversterking G_m, d.i. de bij ideale aanpassing beschikbare vermogensversterking. Dit is een theoretische grootheid die de mogelijkheden van een actieve lineaire vierpool als versterker beschrijft. Hij wordt in de praktijk gebruikt als een indicatie voor de kwaliteit van een versterkend element; dit element wordt dan als vierpool voorgesteld [5].

In het geval waarin de terugwerkingscapaciteit C_{rb} verwaarloosd mag worden, wordt de maximale be-

[3] Zie het artikel van J. A. van Nielen in dit nummer, blz. 217.
[4] Vgl. formule (7) van het in [1] aangehaalde artikel.
[5] P. A. H. Hart en F. M. Klaassen, De MOS-transistor als versterker van kleine signalen; dit nummer blz. 224.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

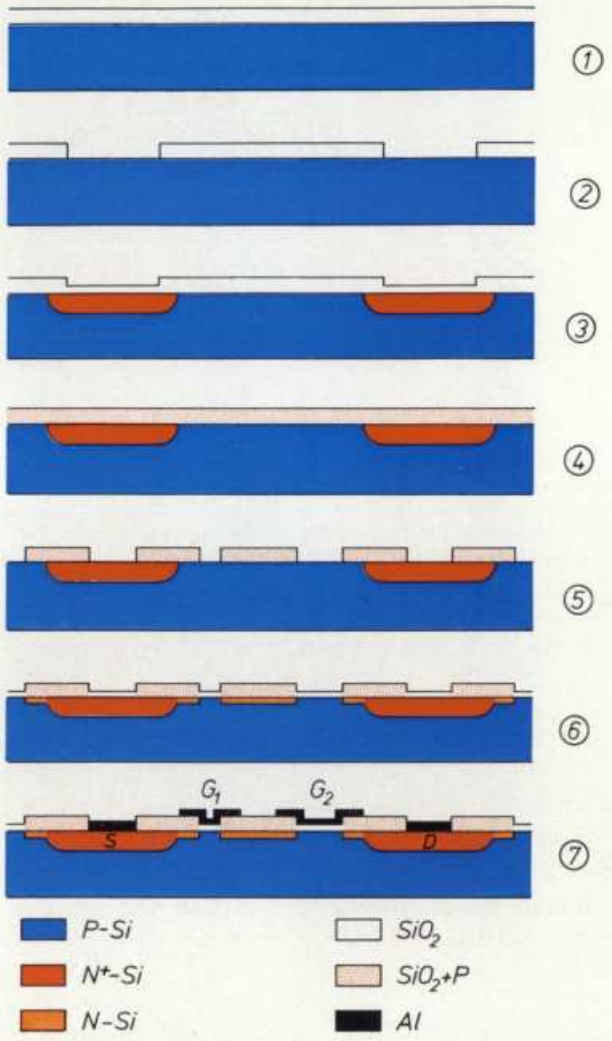


Fig. 5. Het procédé voor de vervaardiging van een MOS-tetrode met een zeer kort kanaal.
1) Het oppervlak van het *P*-silicium wordt geoxideerd.
2) In de oxidelaag worden gaten geëtst voor toe- en afvoerelektrode.
3) Er worden N^+-diffusies ter diepte van ca. 2,5 μm aangebracht als toe- en afvoerelektrode.
4) Alle oxide wordt verwijderd en er wordt nieuw, met fosfor gedoteerd oxide aangebracht. Fosfor is een donor en zal, wanneer het in het silicium diffundeert, *N*-silicium opleveren.
5) In de nieuwe oxidelaag worden gaten geëtst voor toe- en afvoercontacten en voor de beide stuurelektrodes.
6) Vanuit het oxide wordt een slechts enige tiende microns diepe *N*-diffusie tot stand gebracht. In de gaten vormt zich een dunne oxidelaag.
7) Er worden aluminium contacten aangebracht.

schikbare vermogensversterking gegeven door de eenvoudige uitdrukking:

$$G_m = \frac{|Y_{21}|^2}{4 \operatorname{Re} Y_{11} \operatorname{Re} Y_{22}} \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Hierin is Y_{21} de overdrachtsadmittantie van de vierpool, dus uitgangsstroom gedeeld door ingangsspanning, en zijn Y_{11} en Y_{22} resp. de ingangs- en de uitgangsadmittantie. We willen de tetrode gaarne zo dimensioneren dat onder meer de noemer van (2) zo klein mogelijk wordt. Vooral wat Re Y_{11} betreft valt hierbij veel te winnen.

Uit het vervangingsschema in fig. 1*b* kan men afleiden dat:

$$Y_{11} = j\omega C_p + \frac{\omega^2 C_1^2 R_1 + j\omega C_1}{1 + \omega^2 C_1^2 R_1^2} .$$

Bij de frequenties waarbij de MOS-tetrode gebruikt wordt, is de impedantie $1/\omega C_1$ nog enige malen groter dan R_1, zodat de noemer van de breuk niet veel van 1 verschilt; we kunnen daarom vereenvoudigen tot

$$Y_{11} \approx \omega^2 C_1^2 R_1 + j\omega(C_1 + C_p). \quad . \quad . \quad (3)$$

Voor deze frequenties kan R_1 benaderd worden met $R_1 = 0{,}2/g_{m1}$. Hiermee wordt $\operatorname{Re} Y_{11} = 0{,}2\omega^2 C_1^2/g_{m1}$. Door voor C_1 en g_{m1} de in (1) gegeven uitdrukkingen in te vullen komen we tot de conclusie dat

$$\operatorname{Re} Y_{11} \sim w^{3/2} l^{5/2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Ook hieruit blijkt dat het van belang is dat de eerste transistor een zo kort mogelijk kanaal heeft.

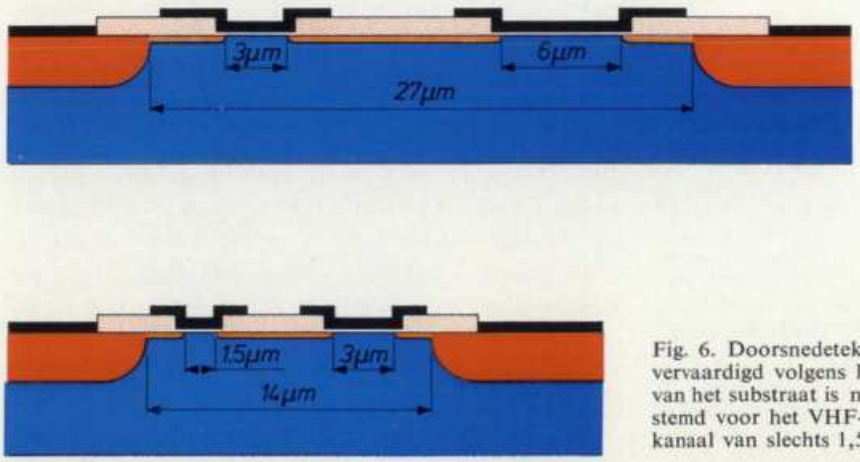


Fig. 6. Doorsnedetekening op schaal van twee MOS-tetrodes vervaardigd volgens het in fig. 5 geschetste procédé. (De dikte van het substraat is niet op schaal.) Type BFS 28 (*boven*) is bestemd voor het VHF-gebied, het andere type (*onder*), met een kanaal van slechts 1,5 μm lengte, voor het UHF-gebied.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Procédé voor het maken van korte kanalen

De lengte van het kanaal van een MOS-transistor is gelijk aan de afstand tussen de toevoer- en de afvoerdiffusie. Wanneer men bij het maken van een MOS-transistor door een in de oxidelaag geëtst gat een diffusie in het onderliggende silicium aanbrengt, breidt deze zich aan weerszijden van het gat onder de oxidelaag uit, en wel ongeveer evenveel als de diepte van de diffusie bedraagt. De afstand tussen de diffusies is dus iets kleiner dan die tussen de geëtste gaten; hij volgt alle fluctuaties in deze laatste afstand op de voet. Die fluctuaties zijn altijd aanwezig als gevolg van onnauwkeurigheden in het etsproces; zij worden echter, wanneer men zeer korte kanalen tussen de diffusies wenst uit te sparen, naar verhouding ontoelaatbaar groot. Daarom geven wij de voorkeur aan een werkwijze waarbij de kanaallengte niet bepaald wordt door de afstand tussen twee contactdiffusies, maar door de afmetingen van één enkel geëtst gat. Tegelijkertijd is het wenselijk dat de oxidelaag loodrecht boven het kanaal dun is maar elders dik, zodat de overlap van de stuurelektrodes niet tot te grote parasitaire capaciteiten ten opzichte van toevoer, eiland en afvoer leidt. Voor het bereiken van deze doeleinden hebben wij een procédé toegepast, waarvan de opeenvolgende stappen voor het geval van een *N*-kanaal MOS-tetrode in *fig. 5* zijn afgebeeld [6]. Het bijzondere in dit procédé is het aanbrengen in stap *4* van een met fosfor gedoteerde oxidelaag van waaruit in stap *6* *N*-diffusies met een diepte van slechts enige tiende microns en met nauwkeurig bepaalde randen groeien. De nauwkeurigheid hiervan maakt het mogelijk, tussen deze randen zeer korte kanalen uit te sparen. Wij zijn erin geslaagd op deze wijze kanalen met een lengte van niet meer dan 1,5 μm te maken. Het lijkt dat hiermee een grens bereikt is, omdat bij nog kleinere afstanden het gevaar voor doorslag tussen eiland en toevoer te groot wordt; een praktische eis is namelijk dat de MOS-tetrodes bij afvoerspanningen tot 20 V gebruikt kunnen worden. Het is ook om deze reden dat het kanaal van de tweede transistor van de tetrode, waarvan de lengte minder invloed heeft op de hoogfrequenteigenschappen, altijd langer gemaakt wordt; de tetrode kan dan een hogere afvoerspanning verdragen. Dat de stuurelektrodes ter vermijding van grote parasitaire capaciteiten buiten het kanaaloppervlak op dik oxide liggen, heeft het bijkomend voordeel dat de positie van de metallisering niet al te kritisch is.

Volgens het beschreven procédé zijn twee typen MOS-tetrodes gemaakt, een met een kanaal van 3 μm en bestemd voor het VHF-gebied, de andere met een kanaal van 1,5 μm en bestemd voor het UHF-gebied. Het eerste type is in produktie en draagt de type-aanduiding BFS 28. In *fig. 6* zijn de doorsneden van beide typen op schaal afgebeeld; alleen de dikte van het substraat is niet op schaal. *Fig. 7* geeft microfoto's van beide, op een oppervlakte van 0,5×0,5 mm uitgevoerde tetrodes. Zij zijn daarop in een zodanig patroon aangebracht, dat op de oppervlakte die door de vier in de hoeken gelegen contactvlakken wordt overgelaten een maximale kanaalbreedte w wordt

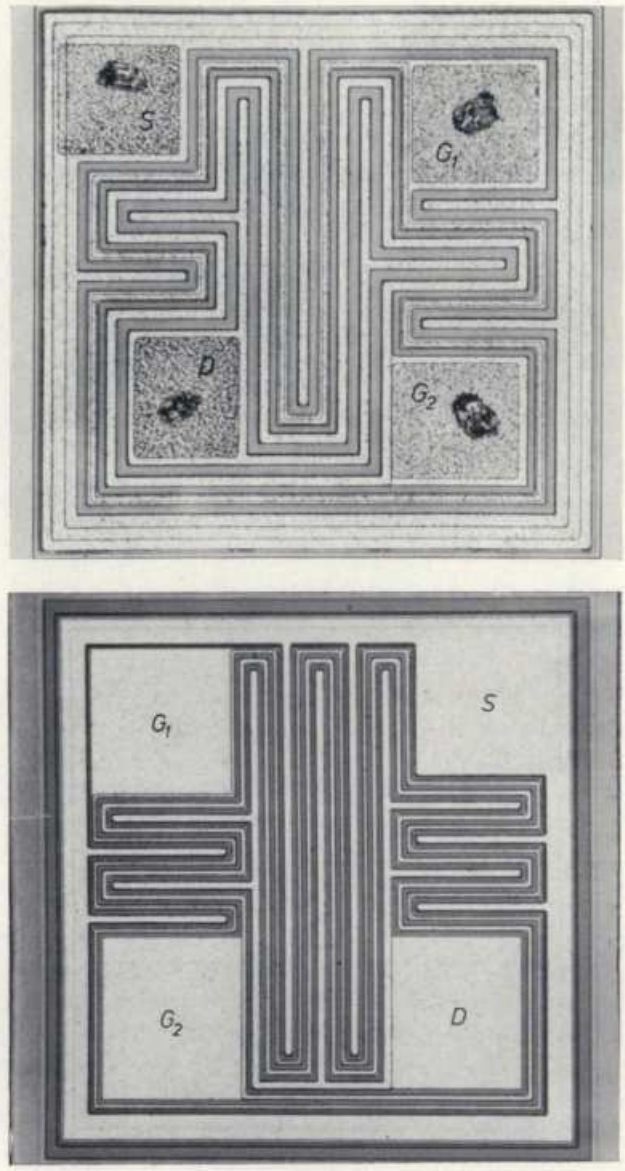


Fig. 7. *Boven:* de VHF-tetrode BFS 28 (kanaallengte l = 3 μm, kanaalbreedte w = 2,4 mm). *Onder:* de UHF-tetrode (l = 1,5 μm, w = 3,7 mm). De lichte banen en vlakken zijn de Al metallisering; op de aansluitvlakken is aangegeven bij welke elektrode ze behoren. Beide MOS-tetrodes zijn op een oppervlakte van 0,5 × 0,5 mm² uitgevoerd.

[6] Een ander procédé is de ionenimplantatie, waarbij de genoemde ondiepe gedoteerde gebieden verkregen worden door het substraat te beschieten met versnelde donor- of acceptorionen. Het reeds aangebrachte stuurelektrodemetaal werkt hierbij als masker en zorgt voor een scherpe begrenzing van het kanaal. Zie het artikel van J. M. Shannon in dit nummer, blz. 278.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

verkregen. Duidelijk ziet men op de foto's het verschil in kanaallengte tussen eerste en tweede transistor van de tetrode en de overlap van het stuurelektrode-metaal [7].

Vergelijking van de eigenschappen van beide typen

De afmetingen van het kanaal van de eerste triode van beide typen zijn:

BFS 28 : $l = 3$ µm, $w = 2{,}4$ mm,

UHF-tetrode : $l = 1{,}5$ µm, $w = 3{,}7$ mm.

Berekenen wij uit deze maten onder veronderstelling van dezelfde stroominstelling en van ook overigens gelijke parameters de verhouding van de tijdconstanten τ die voor beide tetrodes gelden, dan vinden we met behulp van (1), dat τ voor de BFS 28 2,16 maal zo groot is als voor het UHF-type. Deze uitkomst laat zich niet zo gemakkelijk vergelijken met metingen, doordat bij metingen de reeds genoemde grote en soms overheersende invloed van allerlei parasitaire elementen duidelijk aan het licht komt. Bij de hoge frequenties waarom het gaat, komen daar nog parasitaire effecten in de metalen omhulling (TO-72) van het element bij. Dat wordt geïllustreerd door *fig. 8*, waarin de aan beide typen gemeten complexe overdrachtsadmittantie Y_{21} is uitgezet met de frequentie als parameter. De merkwaardige toeneming van $|Y_{21}|$ met de frequentie moet waarschijnlijk mede aan parasieten in de omhulling worden toegeschreven, die het moeilijk maken te meten wat de eigenschappen van het element zelf zijn. Dat de UHF-tetrode minder fazedraaiing vertoont dan de BFS 28 wijst wel op betere hoogfrequenteigenschappen.

In formule (1) zien we dat bij gelijke afvoerstroom I_d de steilheden van twee MOS-transistors zich verhouden als $w^{1/2}\, l^{-1/2}$. Berekenen we deze verhouding voor beide typen, dan vinden we dat de UHF-tetrode een 1,75 maal zo grote steilheid zou moeten hebben als de BFS 28. De grootheid Y_{21} is in eerste benadering gelijk aan de steilheid g_{m1} van de eerste transistor van de tetrode, maar weerspiegelt bovendien de invloed van parasitaire effecten in de MOS-tetrode. Niettemin vinden we in fig. 8 de verhouding 1,75 ongeveer terug.

De verhouding van de waarden van Re Y_{11} kunnen we eveneens uit de afmetingen berekenen (zie formule 4). We vinden dat Re Y_{11} voor de BFS 28 2,94 maal zo groot moet zijn als voor het UHF-type. Metingen van deze grootheid als functie van de frequentie zijn weergegeven in *fig. 9*; zij geven, vooral bij lagere frequenties, inderdaad ongeveer deze verhouding te zien. Hier is de invloed van parasitaire elementen beter te overzien; het grootste parasitaire element is de capaciteit C_p tussen stuurelektrode en aarde (zie fig. 1*b*) en deze draagt niet bij tot Re Y_{11}. Men mag hier dan ook wel van overeenstemming tussen berekening en metingen spreken. Het verloop van Re Y_{11} met de frequentie is ten naaste bij in overeenstemming met (3).

Ook van de uitgangsconductantie Re Y_{22} zijn in fig. 9 metingen weergegeven. De wijze waarop deze

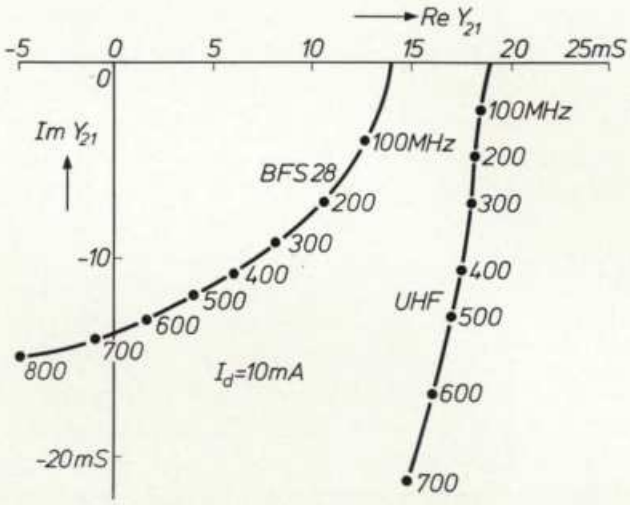


Fig. 8. De overdrachtsadmittantie Y_{21} van de MOS-tetrodes is een complexe grootheid met een met de frequentie toenemende fazehoek. Het toenemen van $|Y_{21}|$ bij hoge frequenties moet worden toegeschreven aan parasitaire elementen die samenhangen met de metalen standaardomhulling van de MOS-tetrodes. (De in de figuur gebruikte eenheid van admittantie is de siemens; 1 S = 1 A/V.)

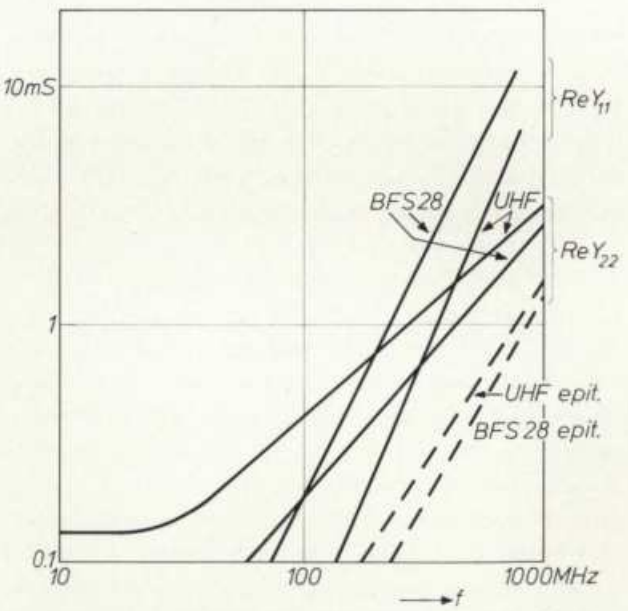


Fig. 9. Re Y_{11} neemt voor beide MOS-tetrodes ongeveer kwadratisch met de frequentie toe; de UHF-tetrode heeft een twee à drie maal zo lage waarde van Re Y_{11} als de BFS 28. Het verband van Re Y_{22} met de frequentie is voor beide typen in eerste benadering lineair. Een kwadratisch verband wordt meer benaderd door epitactische uitvoeringen van beide typen op een substraat van lage weerstand; bovendien is Re Y_{22} bij deze uitvoeringen kleiner (onderbroken lijnen).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

grootheid met de frequentie varieert verschilt voor verschillende uitvoeringen van de tetrode. Er bestaat nog geen algemeen aanvaarde theorie die deze verschillen verklaart.

Een deel van de totale uitgangsadmittantie Y_{22} wordt gegeven door de serieschakeling van de capaciteit C_d van de depletielaag rondom de afvoerelektrode en de weerstand R_b van het substraat. Noemen we dit deel Y_{22}', dan is

$$Y_{22}' = \frac{\omega^2 C_d^2 R_b + j\omega C_d}{1 + (\omega C_d R_b)^2} \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Voor die frequenties waarbij $(\omega C_d R_b)^2 \ll 1$ is, is Re $Y_{22}' \sim \omega^2$, evenals Re Y_{11} dat is. Experimenteel wordt voor Re Y_{22} altijd een minder sterke dan kwadratische afhankelijkheid van de frequentie gevonden, wat er op wijst dat er nog andere mechanismen in het spel zijn. Eén hiervan is, dat de spanning over R_b terugwerkt op het kanaal, zodat dit ook vanuit het substraat gestuurd wordt.

Wanneer we ten slotte uit de gemeten waarden van $|Y_{21}|$, Re Y_{11} en Re Y_{22} volgens betrekking (2) de maximale beschikbare vermogensversterking G_m van de twee tetrodes willen berekenen, dan is het een moeilijkheid dat, blijkens het anomale verloop van de curven in fig. 8, de metingen van Y_{21} nog slechts een voorlopig karakter dragen. Veronderstellen we $|Y_{21}|$ constant, en wel voor de BFS 28 gelijk aan 13 mA/V en voor de UHF-tetrode gelijk aan 20 mA/V, dan volgen uit de berekeningen de in *fig. 10* weergegeven waarden van de vermogensversterking. Deze is bij drie verschillende frequenties berekend. De berekening valt voor het UHF-type bij alle drie frequenties ca. 6 dB hoger uit dan voor de BFS 28. Metingen die verricht zijn aan een in een UHF-afstemeenheid opgenomen exemplaar van het UHF-type, zijn in fig. 10 aangegeven met kruisjes; het blijkt dat de berekening, ondanks het boven gemaakte voorbehoud, de eigenschappen van de tetrode toch vrij goed beschrijft en dat dit type een versterkend element is dat tot in de omgeving van 1 GHz bruikbaar is.

Er is boven gesproken van de invloed van de substraatweerstand R_b op Re Y_{22}. Het is wenselijk dat R_b zo klein mogelijk is, zowel om Re Y_{22}' zo klein mogelijk te maken (zie formule 5) als om de terugwerking via het substraat op het kanaal zoveel mogelijk te voorkomen. Ten einde een lagere waarde van R_b te verwezenlijken zijn van beide tetrodes experimentele uitvoeringen gemaakt in een ondiepe P-laag, die epitactisch is aangebracht op een zwaar gedoteerd P^+-substraat. Deze epitactische uitvoeringen blijken een lagere uitgangsconductantie Re Y_{22} te hebben (fig. 9), die bovendien meer een ω^2-verloop benadert. De ingangsconductantie Re Y_{11} ligt bij de epitactische uitvoeringen ca. 20 % hoger dan bij die op homogeen materiaal, de steilheid heeft ongeveer dezelfde waarde. Een berekening van de vermogensversterking G_m voor de UHF-tetrode in epitactische uitvoering is eveneens in fig. 10 opgenomen. Zij toont dat langs deze weg nog hogere vermogensversterkingen bereikt kunnen worden.

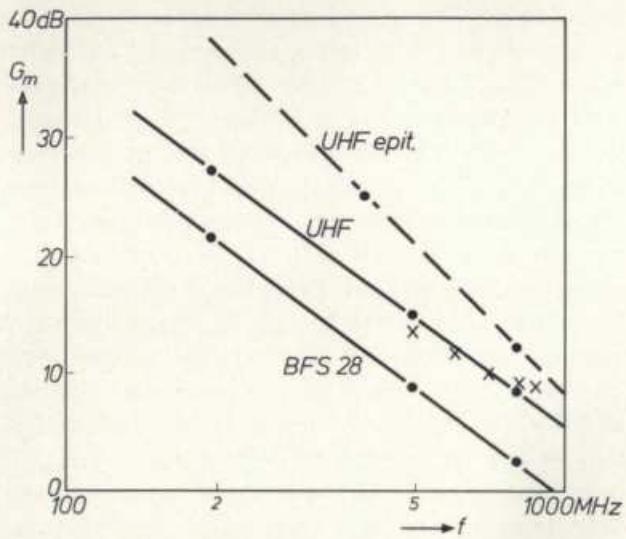


Fig. 10. De maximale beschikbare vermogensversterking G_m van de MOS-tetrodes is voor drie frequenties berekend; bij de berekening is Y_{21} constant verondersteld, en wel voor de BFS 28 gelijk aan 13 mA/V en voor de UHF-tetrode gelijk aan 20 mA/V. Dit zijn bij benadering de waarden uit fig. 8 gemeten bij 10 mA. Uit rechtstreekse metingen van de vermogensversterking van de UHF-tetrode (*kruisjes*), eveneens op 10 mA ingesteld, blijkt dat de berekening de werkelijkheid goed benadert. De onderbroken lijn geeft de berekende vermogensversterking voor de epitactische uitvoering van de UHF-tetrode op een substraat van lage weerstand.

Samenvatting. Een MOS-tetrode is een cascodeschakeling van twee MOS-transistors. Hij heeft een kleinere terugwerkingscapaciteit dan een enkelvoudige MOS-transistor en kan daardoor tot in het UHF-gebied (boven 300 MHz) als versterker gebruikt worden. Het laat zich afleiden dat men, om een maximale vermogensversterking bij hoge frequenties te bereiken, de lengte van het kanaal van de eerste transistor van de tetrode zo klein mogelijk moet maken. Om korte kanalen van goed gedefinieerde lengte te verkrijgen, maakt men vanuit een gedoteerde oxidelaag ondiepe, zich zijdelings weinig uitbreidende diffusies in het siliciumsubstraat. Volgens dit procédé zijn twee tetrodes gemaakt, met resp. een kanaal van 3 μm (type BFS 28) en van 1,5 μm. De laatste, alleen in laboratoriumuitvoering aanwezig, heeft een ca. 6 dB grotere vermogensversterking dan de BFS 28; zijn vermogensversterking is bij 1 GHz nog ca. 5 dB.

[7] Voor het maken van de fotomaskers voor de UHF-tetrode moest men met de gebruikte repeteercamera tot de grens van zijn mogelijkheden gaan. Zie F. T. Klostermann, Philips techn. T. **30**, 57, 1969, waar op blz. 69 een detail van de UHF-tetrode wordt afgebeeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Met ionenimplantatie gemaakte MOS-transistors voor hoge frequenties

J. M. Shannon

De gebruikelijke methode om een halfgeleider te doteren bestaat daarin, dat men de verontreiniging bij hoge temperatuur in het halfgeleiderkristal laat diffunderen. In de laatste jaren is evenwel een nieuwe doteermethode in de belangstelling gekomen, die van snelle ionen uitgaat. De halfgeleider wordt daarbij gebombardeerd met ionen van de verlangde verontreiniging, die in een elektrisch veld versneld zijn; de versnelde ionen dringen ondiep in de halfgeleider door, waardoor een gedoteerde laag ontstaat (implantatie). De methode van ionenimplantatie is aantrekkelijk, omdat de concentratie van de verontreiniging in een geïmplanteerde laag tot de kleinste waarden toe nauwkeurig geregeld kan worden en omdat het doteren bij lage temperaturen uitgevoerd kan worden na het aanbrengen van de metallisering. Deze twee voordelen van de ionenimplantatie maken het mogelijk MOS-transistors te vervaardigen met betere hoogfrequenteigenschappen dan de MOS-transistors bezitten welke met de conventionele diffusiemethoden gemaakt zijn.

Bij een MOS-transistor voor hoge frequenties moet de afstand van toe- naar afvoer klein zijn om een hoge afsnijfrequentie te verkrijgen en moet de parasitaire capaciteit tussen afvoer en substraat, die over de uitgangsklemmen staat, klein zijn om de vermogensversterking zo weinig mogelijk te reduceren. Verder moet de transistor, als men zonder neutrodynisatie de volle versterking wil benutten, een kleine terugwerkingscapaciteit tussen afvoer en stuurelektrode hebben. De capaciteit van de afvoer ten opzichte van het substraat hangt af van de oppervlakte van de afvoer en van de dikte van de afvoerkeerlaag, terwijl de terugwerkingscapaciteit bepaald wordt door de overlapping van stuur- en afvoerelektrode. Bij MOS-transistors die op de gebruikelijke wijze door diffusie gemaakt zijn, moet de stuurelektrode langs fotolithografische weg tussen de toe- en afvoerdiffusie worden aangebracht; ten gevolge van onvermijdelijke kleine afwijkingen bij het fotolithografische procédé zijn overlappingen van 2 à 3 μm regel.

In *fig. 1* is een MOS-transistor met een lage terugwerkingscapaciteit in doorsnede afgebeeld; het is een MOS-transistor met *P*-kanaal. De transistor is gemaakt door een metalen stuurelektrode aan te brengen tussen twee ver uiteenliggende P^+-diffusies in silicium en dan de transistor te bombarderen met acceptorionen die voldoende energie hebben om door het op het kanaalgebied gelegen oxide heen te dringen en onder dit oxide P^+-gebieden te creëren. De ionen hebben echter niet genoeg energie om door de metalen stuurelektrode heen te komen en de P^+-contactgebieden strekken zich dientengevolge niet verder uit dan tot aan de rand van de stuurelektrode. Op deze wijze wordt de stuurelektrode automatisch met de toe- en afvoer in register gebracht. Een schuin afgeslepen metallografisch preparaat van een MOS-transistor met *P*-kanaal, gemaakt volgens dit zelfregistratie-procédé, is afgebeeld in *fig. 2*. Na de implantatie moet de transistor getemperd worden om de stralingsbeschadiging teniet te doen en de geïmplanteerde atomen ertoe te bewegen, substitutionele roosterplaatsen in te nemen, waar zij elektrisch actief kunnen zijn.

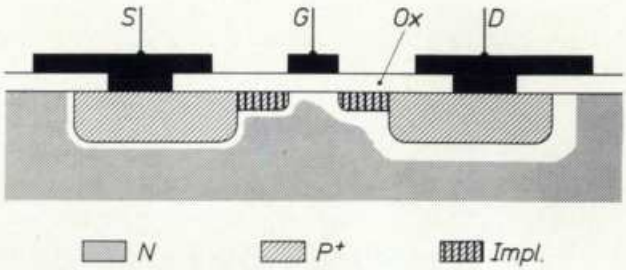


Fig. 1. Schematische doorsnede van een MOS-transistor in een substraat van *N*-silicium. De toe- en afvoerelektrodes (*S* en *D*) zijn met behulp van ionenimplantatie in register gebracht met de stuurelektrode *G*. De gearceerde contactgebieden van toe- en afvoer zijn door diffusie tot stand gebracht, de dubbel gearceerde gedeelten (*Impl.*) door implantatie. *Ox* is de oxidelaag.

Er zijn *P*-kanaal- en *N*-kanaaltransistors gemaakt met respectievelijk borium- en fosforionen [1]. Met uitzondering van stikstof zijn dit de lichtste acceptors en donors in silicium en hebben deze de minste energie nodig om door het oxide heen te dringen en een redelijk diep contactgebied te geven. De indringdiepte van de in een substraat geïmplanteerde atomen vertoont bij benadering een gaussverdeling. Wil men boriumionen door een 0,12 μm dikke oxidelaag zo diep implanteren dat de top van de gausskromme juist onder het grensvlak van oxide en silicium ligt, dan moeten de ionen

J. M. Shannon, B.Sc., medewerker van Mullard Research Laboratories, Redhill, Surrey, Engeland.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info

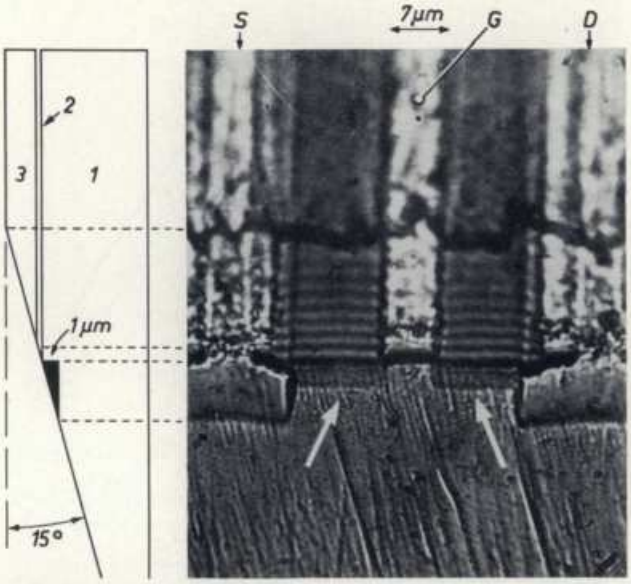


Fig. 2. Onder een hoek van 15° afgeslepen metallografisch preparaat (zie schematische dwarsdoorsnede links) van een met ionenimplantatie gemaakte MOS-transistor. De P^+-gebieden (*witte pijlen*), gemaakt door implantatie van 6 . 10^{15} boriumionen/cm² van 60 keV door een oxide van 0,1 μm heen, vormen een uitbreiding van de gediffundeerde contactgebieden en brengen automatisch toe- en afvoer met de stuurelektrode in register. In de doorsnede is *1* silicium, *2* aluminium en *3* een beschermende deklaag.

een energie van 35 keV hebben; fosfor, dat ongeveer drie keer zo zwaar is als borium, vraagt een energie van 100 keV om dezelfde diepte te bereiken.

De oppervlakteweerstand van geïmplanteerde lagen neemt af als bij hogere temperatuur wordt getemperd, daar de beschadiging zich dan beter herstelt en er meer geïmplanteerde atomen actief worden. Wanneer aluminium als stuurelektrodemetaal wordt gebruikt, is 500 °C de hoogste temperatuur waarbij getemperd kan worden zonder dat de diffusie van aluminium in het onderliggende oxide van betekenis wordt. De oppervlakteweerstand van lagen die bij kamertemperatuur door oxide heen geïmplanteerd zijn, is bij voorbeeld 2 kΩ/□ en 0,6 kΩ/□ voor respectievelijk borium- en fosforlagen, na een temperbehandeling bij 500 °C. De *P-N*-overgangen tussen de geïmplanteerde lagen en de rest van het kristal ontstaan ongeveer 0,3 μm onder het grensvlak van silicium en oxide. De geïmplanteerde gebieden voegen een serieweerstand toe aan het kanaal van de transistor, maar zij behoeven slechts enige microns lang te zijn en de invloed van de extra weerstand op de steilheid van de transistor is bijgevolg verwaarloosbaar.

Het is nimmer gebleken dat het aantal gevallen van kortsluiting tussen stuurelektrode en substraat groter wordt bij implantatie door het rondom de stuurelektrode gelegen oxide, en stabiliteitsproeven bij hoge temperaturen met MOS-transistors die gestabiliseerd zijn met fosfaatglas wijzen uit dat de stabiliteit van het oxide niet significant verschilt van die bij een conventionele MOS-transistor.

De kleine terugwerkingscapaciteit van transistors met een zelfregistrerend kanaal (de overlapping van de afvoerelektrode door de stuurelektrode is gemiddeld 0,25 μm) maakt het mogelijk deze zonder neutrodynisatie bij hoge frequenties te gebruiken. Er zijn bij voorbeeld dergelijke MOS-transistors met een *N*-kanaal van 3 μm lengte gemaakt op materiaal van 1,5 Ωcm [2], waarvoor een maximale stabiele vermogensversterking G_{ms} werd berekend van 8 dB bij 1 GHz. Daar de hoogste oscillatiefrequentie f_{max} van deze transistors 800 MHz was, kon alle beschikbare vermogensversterking gebruikt worden zonder neutrodynisatie [3].

Een manier om de hoogfrequenteigenschappen nog verder te verbeteren is het verkleinen van de capaciteivan de afvoerkeerlaag; deze staat namelijk over de uitt gang van de transistor wanneer toevoer en substraat aan aarde liggen. Een MOS-transistor met *N*-kanaal volgens een hierop gericht ontwerp is afgebeeld in *fig. 3*; deze heeft een kleine parasitaire afvoercapaciteit en bovendien een lage uitgangsconductantie. Het grootste deel van de depletiezone die de afvoer omgeeft ligt in een epitactische laag van hoge weerstand, terwijl het

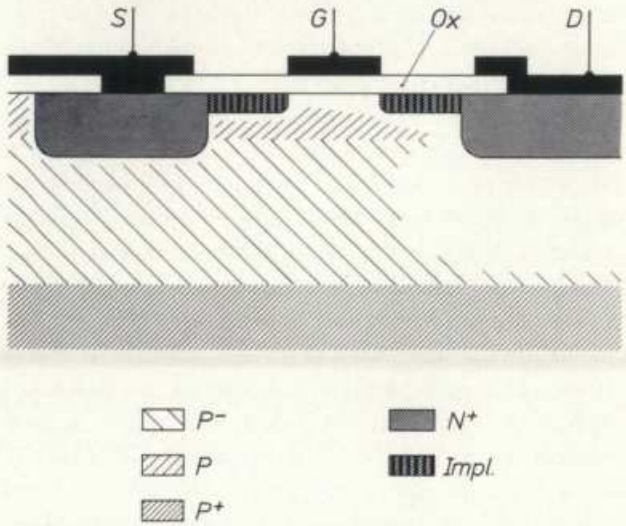


Fig. 3. Een MOS-transistor, volgens het zelfregistratieprocédé gemaakt in een geïmplanteerde *P*-laag. Het kanaal ligt in de geïmplanteerde laag, terwijl het grootste deel van de depletiezone rondom de afvoer zich in P^--materiaal van hoge weerstand bevindt, dat epitactisch op een P^+-substraat is gegroeid; hierdoor wordt een kleine capaciteit tussen afvoer en substraat verkregen.

[1] De borium- en fosforimplantaties zijn uitgevoerd door de United Kingdom Atomic Energy Authority, Harwell, Engeland, onder toezicht van J. H. Freeman en J. Stephen.
[2] J. M. Shannon, J. Stephen en J. H. Freeman, Electronics **42**, no. 3, 96, 3 feb. 1969.
[3] Een bespreking van het wisselstroomgedrag van MOS-transistors, inclusief neutrodynisatie, en de definitie van de verschillende typen van vermogensversterking zijn te vinden in het artikel van P. A. H. Hart en F. M. Klaassen in dit nummer, blz. 224.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

kanaal gelegen is in een sterker gedoteerde geïmplanteerde laag. De depletiezone heeft in de epitactische laag van hoge weerstand een grote breedte en de afvoercapaciteit is dus klein. De depletiezone breidt zich echter niet alleen naar beneden in het substraat uit, maar ook opzij in de richting van de toevoer. Als de afvoerspanning hoog genoeg is, strekt deze zone zich zelfs uit tot aan de toevoer en wordt de stroom van de toe- naar de afvoer niet langer door de stuurspanning bepaald [4]. Er ontstaat dan een toestand van rechtstreekse stroomovergang; wanneer men toe- en afvoerdiffusie dicht bijeen aanbrengt in een substraat van hoge weerstand, gebeurt dit reeds bij lage afvoerspanningen. Ligt het kanaal evenwel in een geïmplanteerde laag die dieper is dan de *P-N*-overgang die tijdens de zelfregistratie ontstaat, dan is de depletiezone in het kanaalgebied veel smaller en wordt de spanning waarbij rechtstreekse stroomovergang optreedt verhoogd tot een waarde die afhangt van de afstand tussen de contactdiffusies.

De in fig. 3 weergegeven transistor is gemaakt op een substraat van lage weerstand opdat de laadstroom van de afvoercapaciteit een weg van geringe weerstand vindt naar de verbinding tussen de achterzijde van het substraat en de toevoer; daarmee worden de verliezen verkleind. Bovendien is de terugwerking van de afvoer via het substraat op het kanaal kleiner bij een substraat met lage weerstand [5].

Een van de termen die tot de uitgangsconductantie Re Y_{22} van de MOS-transistor bijdragen hangt samen met de kleine variatie in lengte die het kanaal vertoont bij variatie van de afvoerspanning [4]. In de geïmplanteerde laag varieert de breedte van de depletiezone, en daarmee de afgeknepen lengte van het kanaal, echter maar weinig met de afvoerspanning, waardoor de transistor, behalve een kleine afvoercapaciteit, ook een lage uitgangsconductantie heeft.

De uitgangsconductantie van een MOS-transistor met een op bovenbeschreven wijze in register gebracht *N*-kanaal, gemaakt in een geïmplanteerde laag, wordt in *fig. 4a* vergeleken met die van een op dezelfde wijze gemaakte MOS-transistor in een enkelvoudig substraat. Bij de eerste transistor waren, voordat men het oxide van de stuurelektrode liet groeien, $7{,}5 \cdot 10^{12}$ boriumionen per cm² met 100 keV in een epitactische *P*-laag van 15 Ωcm geïmplanteerd; de tweede transistor was gemaakt in materiaal van 2 Ωcm. De lagere uitgangsconductantie van eerstbedoelde transistor bij lage frequenties is het gevolg van de sterkere dotering in het kanaal. Bij hoge frequenties neemt de uitgangsconductantie toe door toedoen van de afvoercapaciteit, die over de uitgangsklemmen staat. Dit effect is bij de transistor met een geïmplanteerde laag aanzienlijk gereduceerd.

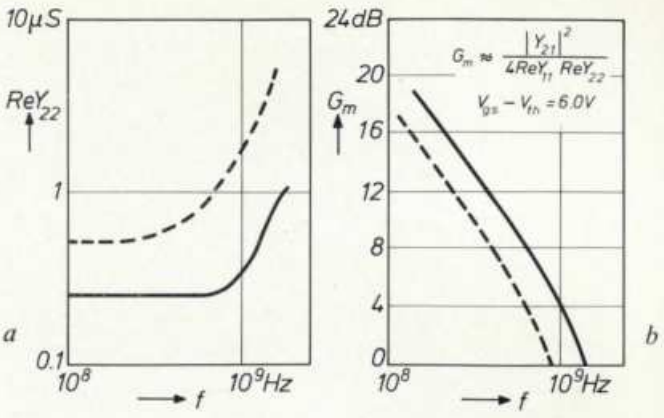


Fig. 4. *a*) De uitgangsconductantie Re Y_{22} (uitgedrukt in siemens; 1 S = 1 A/V) en *b*) de maximale beschikbare vermogensversterking G_m van een MOS-transistor met geïmplanteerde laag (fig. 3), uitgezet tegen de frequentie f (*getrokken lijnen*). De laag is gemaakt door het substraat te bombarderen met $7{,}5 \cdot 10^{12}$ boriumionen/cm² van 100 keV. Ter vergelijking zijn ook de krommen gegeven (*onderbroken lijnen*) van een gelijkvormige transistor zonder geïmplanteerde laag, gemaakt op een (111)-substraat van 2 Ωcm. Beide transistors hebben een kanaallengte van 3 μm.

De maximale beschikbare vermogensversterking G_m van een MOS-transistor hangt bij een gegeven frequentie van de instelling af. In fig. 4*b* is de vermogensversterking van beide transistors uitgezet bij dezelfde effectieve stuurspanning $V_{gs}-V_{th}$; de formule in de figuur geldt voor MOS-transistors waarbij de terugwerkingscapaciteit C_{fb} verwaarloosbaar klein is. Hoewel de steilheid Y_{21} van de transistor met geïmplanteerde laag ten gevolge van de sterke dotering van de kanaalzone klein is (zie beneden) [6], is de versterking groter. Bij lage frequenties is dit te danken aan een veel kleinere uitgangsconductantie Re Y_{22}, bij hoge frequenties zorgt de kleine parasitaire afvoercapaciteit van de versie met geïmplanteerde laag voor een verschuiving van het punt waar de versterking met 12 dB/octaaf begint af te nemen, naar hogere frequenties; f_{max} komt op 1,4 GHz.

Ionenimplantatie introduceert een groot aantal kristalfouten; daardoor treedt extra verstrooiing van de ladingdragers op in het kanaal van MOS-transistors die in geïmplanteerde lagen gemaakt zijn. Men kan van de effectieve beweeglijkheid van de ladingdragers in het kanaal van een MOS-transistor een schatting maken op grond van de steilheid bij sturing door stuurelektrode en substraat tegelijk; deze steilheid is, onafhankelijk van de substraatdotering [7], gelijk aan βV_{gs}. De grootheid β is evenredig met de beweeglijkheid in het kanaal en bevat verder de afmetingen van de MOS-

[4] Zie het artikel van J. A. van Nielen in dit nummer, blz. 217.
[5] Dit wordt verklaard in het artikel van R. J. Nienhuis in dit nummer, blz. 271.
[6] J. A. van Nielen en O. W. Memelink, Philips Res. Repts. **22**, 55, 1967.
[7] M. B. Das, Solid-State Electronics **11**, 305, 1968.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

transistor [4]; door deze afmetingen te substitueren kan men er de beweeglijkheid uit afleiden.

In *fig. 5* is voor twee transistors op dezelfde plak, waarvan één een geïmplanteerde laag heeft, de steilheid uitgezet als functie van de effectieve stuurspanning $V_{gs}-V_{th}$, zowel voor het geval van sturing door de stuurelektrode als voor dat van sturing door stuurelektrode plus substraat. De effectieve lengte van het kanaal werd bij de metingen constant gehouden door de waarde van V_{ds} zo bij te regelen dat $V_{gs}-V_{ds}$ constant bleef. Uit de helling van de curven volgt bij een lage effectieve stuurspanning een effectieve beweeglijkheid van 340 cm²/Vs voor de niet geïmplanteerde en 275 cm²/Vs voor de geïmplanteerde versie. Het verschil tussen deze waarden is ongeveer wat men verwacht van de verstrooiing aan de extra verontreiniging in de sterker gedoteerde geïmplanteerde laag en doet vermoeden, dat de stralingsbeschadiging die na het groeien van het oxide nog in de laag mocht zijn overgebleven, geen grote invloed uitoefent op de beweeglijkheid van de ladingdragers.

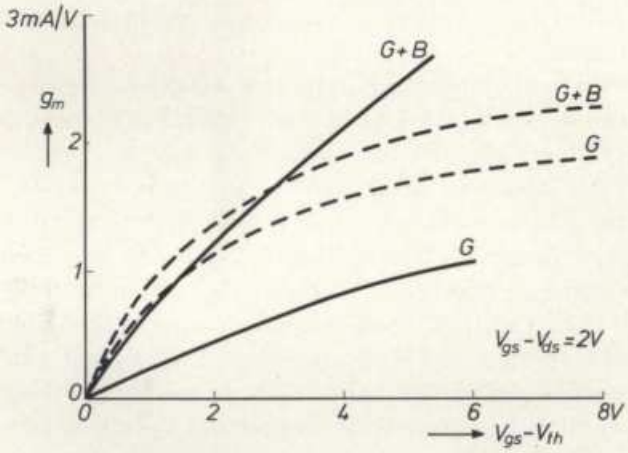


Fig. 5. De steilheid bij sturing door de stuurelektrode alleen (curven *G*) en bij sturing door stuurelektrode plus substraat (curven *G + B*) van twee MOS-transistors met een kanaal van 3 μm lengte; de steilheid is uitgezet als functie van de effectieve stuurspanning $V_{gs}-V_{th}$. De getrokken curven hebben betrekking op een transistor, gemaakt in een geïmplanteerde laag op een substraat van 10 Ωcm ($V_{th}=-0{,}7$ V), de onderbroken curven op een transistor zonder geïmplanteerde laag op hetzelfde substraat ($V_{th}=3{,}9$ V).

De steilheid van deze transistors neemt niet lineair met $V_{gs}-V_{th}$ toe, zoals de eenvoudige theorie voorspelt, maar neigt tot verzadiging. Dit effect is in het bijzonder merkbaar bij het zwakker gedoteerde substraat. De afknijpspanning van de transistor, gemaakt in het zwak gedoteerde substraat, is ongeveer driemaal die van de transistor in de sterker gedoteerde geïmplanteerde laag, en de veldsterkte evenwijdig met het kanaal is veel groter. Het lijkt waarschijnlijk dat de snelheid der ladingdragers in deze transistors met korte kanalen, waarin zulke hoge veldsterkten heersen, niet boven een zeker maximum uitkomt, net zoals men dat waarneemt bij hoge veldsterkten in het inwendige van halfgeleidermateriaal; de snelheid der ladingdragers blijft daar niet lineair met het elektrische veld toenemen maar nadert tot een limiet. Dit betekent, dat de vermogensversterking van de transistor zonder geïmplanteerde laag bij een instelling zoals in fig. 4*b* dicht bij het maximaal haalbare ligt.

Dit werk wordt gepubliceerd met toestemming van het Britse Ministry of Defence (Navy Department).

Samenvatting. Er zijn MOS-transistors met een kleine terugwerkingscapaciteit gemaakt door met behulp van versnelde ionen toe- en afvoerelektrode te implanteren; het reeds aangebrachte stuurelektrodemetaal dient hierbij als masker. De beschikbare vermogensversterking van deze transistors met een zelfregistrerend *P*- of *N*-kanaal, gemaakt met resp. borium- en fosforionen, kan geheel worden benut zonder de noodzaak van neutrodynisatie. De hoogfrequenteigenschappen van dergelijke MOS-transistors worden verder verbeterd door de depletiezone rondom de afvoer in materiaal van hoge weerstand te leggen, waardoor de parasitaire afvoercapaciteit kleiner wordt. Het kanaal is in dit geval gelegen in een eveneens door implantatie verkregen bovenste laag van geringe weerstand. Er zijn transistors met zo'n geïmplanteerde laag gemaakt die een maximale oscillatiefrequentie van 1,4 GHz hebben.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

MOS-transistors in dunne monokristallijne siliciumlagen

J. A. van Nielen, M. J. J. Theunissen en J. A. Appels

MOS-transistors en MOST-schakelingen vervaardigt men gewoonlijk volgens de planaire techniek [1], waarbij men uitgaat van plakken monokristallijn silicium met een dikte van ten minste 100 μm. Sinds enige tijd worden interessante resultaten verkregen met siliciumplakken die veel dunner zijn, b.v. 1 à 2 μm. Ter wille van de hanteerbaarheid worden deze lagen doorgaans op een isolerende drager aangebracht.

Welke zijn de voordelen en de mogelijkheden van een zo dunne siliciumlaag? Ten eerste: men kan diffusiegebieden maken die zich uitstrekken van de ene kant van de laag tot aan de andere. Aangezien de *P-N*-overgangen zich nu alleen loodrecht op de dunne laag bevinden, wordt de capaciteit van de diffusiegebieden aanzienlijk gereduceerd. Ten tweede: men kan gedeelten van de siliciumlaag van de ene kant naar de andere wegetsen. Het doel hiervan kan bij voorbeeld zijn de verschillende elementen van een schakeling in afzonderlijke eilanden van elkaar te isoleren. Aangezien de bedrading tussen de eilanden dan niet meer door het silicium gedragen wordt, leidt dit tevens tot een vermindering van de bedradingscapaciteit. Ten derde: het werken met dunne siliciumlagen biedt de mogelijkheid een type MOS-transistor te maken dat in het geheel geen *P-N*-overgang bezit. We zullen dit type transistor later nog nader bespreken.

Eén van de methodes waarmee men reeds enige tijd MOS-transistors en MOST-schakelingen in een dunne siliciumlaag vervaardigt, berust op het combineren van silicium en saffier [2]; goede resultaten zijn ook verkregen met silicium en bepaalde spinellen [3]. Saffier, d.i. kristallijn aluminiumoxide, is een uitstekende isolator, en bij een bepaalde oriëntatie lijkt de rangschikking van de atomen in het oppervlak zoveel op die van silicium dat het mogelijk is hierop silicium epitactisch te laten groeien uit omringend gas (heteroepitaxie). Op deze wijze kan men een laagje silicium van enkele μm verkrijgen dat stevig gehecht is aan een laag saffier van b.v. 200 μm dikte. Het geheel is goed hanteerbaar, en behoorlijk bestand tegen de hoge temperaturen die voor het diffunderen van de gewenste doteringen nodig zijn (ca. 1150 °C).

Ir. J. A. van Nielen, ir. M. J. J. Theunissen en J. A. Appels zijn medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Deze methode is echter niet in alle opzichten ideaal: het silicium dat men op saffier en de andere genoemde materialen laat groeien voldoet niet ten volle aan de kwaliteitseisen die men gewend is te stellen aan het silicium waarvan men uitgaat bij de planaire techniek. Het bevat meer kristalfouten en dientengevolge is de beweeglijkheid van de ladingdragers, en in het bijzonder ook de levensduur van de minderheidsladingdragers, kleiner dan „normaal". Het grotere aantal kristalfouten vindt vooral zijn oorsprong in het niet geheel passen van het saffier- of spinelrooster en het siliciumrooster.

In het Philipslaboratorium te Eindhoven is een methode ontwikkeld waarbij men dunne siliciumlagen van hoge kwaliteit kan maken door eerst een epitactische laag van enkele μm te laten groeien op een substraat van silicium, en vervolgens dat substraat te verwijderen. Dit laatste gebeurt volgens een bijzonder elegant elektrochemisch etsprocédé, dat ontwikkeld is door Van Dijk [4], en waarmee silicium, afhankelijk van de mate van dotering, selectief verwijderd kan worden. De kristalkwaliteit van de epitactische laag wordt, geheel volgens de verwachting, door het etsen niet beïnvloed.

We hebben ons in het bovenstaande beperkt tot MOS-transistors en MOST-schakelingen, maar het zal duidelijk zijn dat de mogelijkheid de isolatie tussen de componenten van een schakeling te verbeteren, en de mogelijkheid de bedradingscapaciteit te verminderen, van algemeen belang zijn voor vastestofschakelingen.

Het etsprocédé en verdere bewerkingen

Indien men silicium als anode laat fungeren in een verdunde HF-oplossing, zal het silicium al dan niet worden geëtst afhankelijk van een aantal factoren, waarvan de belangrijkste zijn: het geleidingstype van het silicium, de concentratie van de dotering en de grootte van de aangelegde spanning. Van deze selec-

[1] Zie b.v. A. Schmitz, Philips techn. T. **27**, 152, 1965/66.
[2] Zie b.v. J. D. Filby en S. Nielsen, Single-crystal films of silicon on insulators, Brit. J. appl. Phys. **18**, 1357-1382, 1967.
[3] Zie b.v. G. W. Cullen, G. E. Gottlieb, C. C. Wang en K. H. Zaininger, J. Electrochem. Soc. **116**, 1444, 1969 (no. 10).
[4] Zie H. J. A. van Dijk en J. de Jonge, J. Electrochem. Soc. **117**, 553, 1970 (no. 4), en M. J. J. Theunissen, J. A. Appels en W. H. C. G. Verkuylen, J. Electrochem. Soc. **117**, 959, 1970 (no. 7).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tieve etswerking maken wij gebruik om epitactisch gegroeide lagen te ontdoen van het substraat waarop ze gegroeid zijn. Dit is mogelijk indien het substraat sterker gedoteerd is dan de epitactisch aangebrachte laag. Onder geschikt gekozen condities stopt het etsproces dan „automatisch" bij de grens van het epitactisch gegroeide deel. De beste resultaten zijn tot dus ver met de combinaties N^+-N en N^+-P verkregen. De combinaties P^+-N en P^+-P zijn ook onderzocht, maar minder geschikt bevonden, aangezien een enigszins oneffen oppervlak ontstaat.

dikte en de dotering van de epitactische laag.

Het aanbrengen van een isolerende drager kan op verschillende manieren gebeuren. In *fig. 1* is de werkwijze geschetst waarbij de isolerende drager vóór het etsen wordt aangebracht. Op de epitactische laag laat men een oxidelaag groeien van ca. 1 μm, en hierop wordt een 200 μm dikke laag polykristallijn silicium opgedampt. Deze drager is voldoende bestand tegen de verschillende bewerkingen die nog moeten worden verricht, met name het elektrochemisch etsen en de diffusie bij hoge temperatuur.

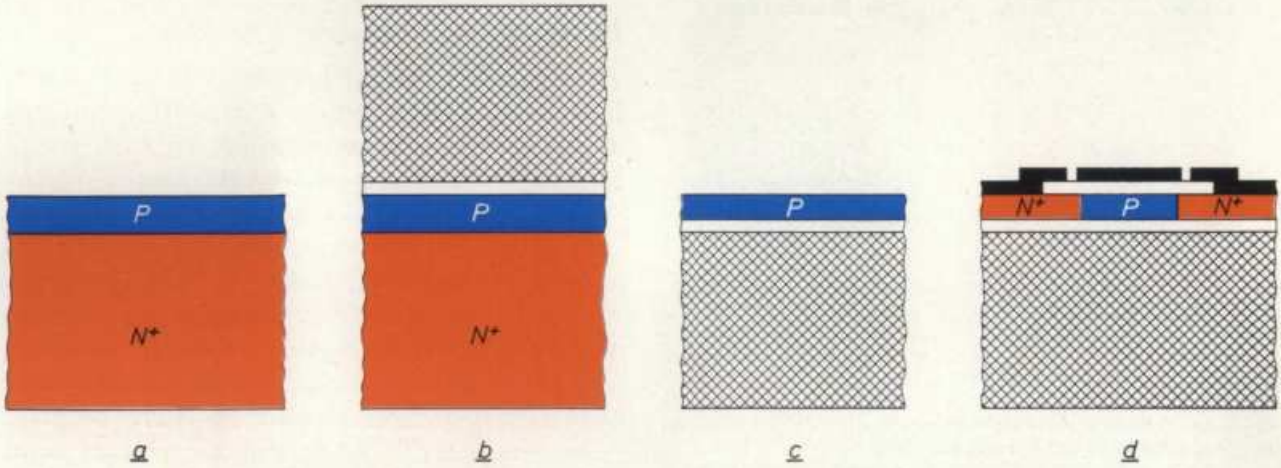


Fig. 1. Een der werkwijzen voor de vervaardiging van MOS-transistors in dunne siliciumlagen. (In plaats van N^+- en P-silicium kunnen ook N^+- en N-silicium gebruikt worden.)
a) Op een monokristallijn plaatje N^+-silicium ter dikte van 200 μm laat men epitactisch een dunne laag P-silicium groeien.
b) De epitactische laag wordt geoxideerd en er wordt polykristallijn silicium opgedampt. De oxidelaag en het polykristallijne silicium (dubbele arcering) vormen te zamen de isolerende drager.
c) De N^+-laag wordt elektrochemisch weggeëtst. Dit geschiedt selectief: de etsing stopt bij de grens van het epitactische deel. Een chemische etsing voltooit de bewerking. (Let wel: de figuur is omgekeerd.)
d) In de siliciumlaag worden met behulp van de gebruikelijke foto-ets- en diffusietechnieken MOS-transistors gemaakt.

Na de elektrochemische etsing volgt een gewone chemische etsing. Dit is nodig omdat in het (smalle) grensgebied tussen het substraat en het epitactische deel de doteringsconcentratie, ten gevolge van diffusie, geen scherpe maar een vloeiende overgang vertoont. Wegens de invloed van de doteringsconcentratie op het elektrochemische etsprocédé is het met behulp van deze methode alléén niet mogelijk een homogene siliciumlaag over te houden. Zo blijft er bij de combinatie N^+-P een (uiterst dun) laagje N-silicium achter op het oppervlak van het P-gebied. De noodzaak van chemisch etsen is ook aanwezig indien er geëtst moet worden tot in een gebied waarin zich sterk gedoteerde diffusiegebieden bevinden (fig. 2).

De siliciumlagen kunnen geëtst worden tot een dikte van 0,5 μm. Hierbij zij nog opgemerkt dat de minimale laagdikte niet bepaald wordt door het etsprocédé, maar voornamelijk door ongelijkmatigheden in de

Een tweede methode is in *fig. 2* geschetst. Het aanbrengen van de isolerende drager is hier de laatste stap. Eerst worden de diffusiegebieden, de SiO_2-isolatie en de bedrading aangebracht, welke vervolgens tijdelijk worden beschermd met een laag was en een glasplaat. Dan volgen de elektrochemische en chemische etsingen. De was kan gemakkelijk weer worden opgelost. Als drager wordt een keramisch plaatje gebruikt, waarop de transistor of schakeling met behulp van een geschikt gekozen polymeer wordt gehecht.

MOS-transistors

Ter illustratie van de mogelijkheden die de methode biedt gaan we eerst nader in op de te verkrijgen verkleining van de afvoercapaciteit, en bespreken we vervolgens een MOS-transistor zonder P-N-overgang met gunstige hoogfrequenteigenschappen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

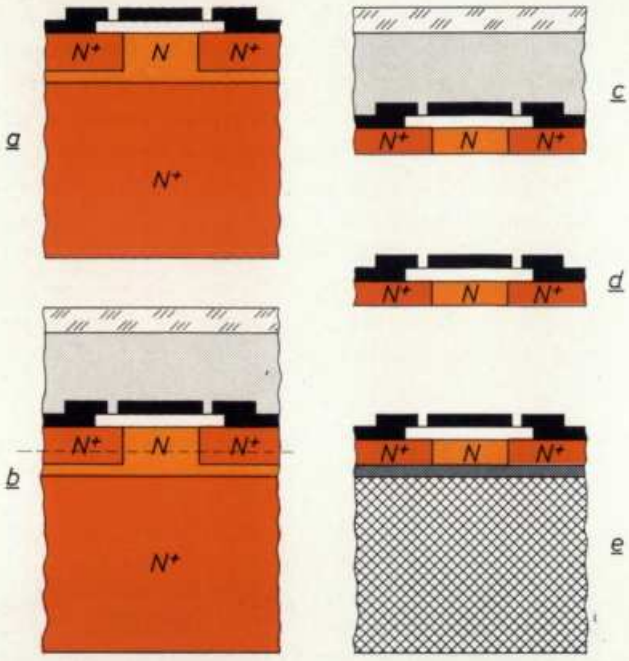


Fig. 2. Een alternatief voor de in fig. 1 geschetste methode. *a*) Na de epitactische groei van *N*-silicium op N^+-silicium worden de werkzame delen van de transistor gemaakt. Als voorbeeld is in dit geval de vervaardiging van een MOS-transistor zonder *P-N*-overgang gekozen (een N^+-*N*-N^+-transistor, zie tekst).
b) Het werkzame deel van de transistor wordt tijdelijk beschermd met was (lichtgrijze tint) en een glasplaat.
c) Het substraat (N^+) wordt elektrochemisch weggeëtst. Langs chemische weg wordt silicium weggeëtst tot aan de in (*b*) getekende stippellijn. Dank zij een eerder uitgevoerde etsing (tijdens *a*) worden in dit stadium tevens de afzonderlijke transistors van elkaar losgemaakt.
d) Glas en was worden verwijderd.
e) Met behulp van een polymeer (donkergrijze tint) wordt de transistor op een keramisch plaatje (dubbele arcering) bevestigd.

Verkleining van de afvoercapaciteit

In een dunne laag kan een MOS-transistor worden gemaakt waarvan de *P-N*-overgang onder de afvoer geheel is geëlimineerd (fig. 1*d*). Alleen de zijwanden van de afvoer dragen dan nog bij tot de *P-N*-overgangscapaciteit. In *fig. 3* zijn met elkaar vergeleken de afvoercapaciteit van een *P*-kanaal-transistor vóór en na het etsen. De vermindering in capaciteit met een factor 30 die de figuur laat zien, is in overeenstemming met de door het etsen gerealiseerde vermindering in oppervlakte van de *P-N*-overgang.

Bij een conventionele MOS-transistor is de afvoercapaciteit evenredig met de oppervlakte van het afvoergebied, en de steilheid evenredig met de omtrek ervan. Daarom maakt men een dergelijke transistor gewoonlijk in de vorm van een lint, dat men ter wille van de plaatsruimte „opvouwt". Bij het hierboven beschreven type MOS-transistor is de afvoercapaciteit niet evenredig met de oppervlakte, maar met de omtrek. Dit betekent dat men het een willekeurige vorm mag geven, b.v. een cirkelvorm. Een zo eenvoudige vorm biedt het voordeel dat de maskers waarmee men de transistor vervaardigt, gemakkelijk uit te richten zijn. Bovendien is de serieweerstand van de afvoer verwaarloosbaar klein.

Belangrijk is nog dat het verkrijgen van de diverse gunstige eigenschappen niet ten koste gaat van andere [6]. Zo blijkt uit metingen vóór en na het etsen dat zowel de beweeglijkheid van de ladingdragers in het inversiekanaal als de lekstroom van de afvoer door het etsen niet noemenswaard veranderen.

Een MOS-transistor voor het UHF-gebied

Ons tweede voorbeeld is een MOS-transistor zonder *P-N*-overgang, die zowel een geringe afvoercapaciteit als een geringe terugwerkingscapaciteit heeft, en die gebruikt kan worden tot in het UHF-gebied.

Indien men in een substraat van normale dikte sterk gedoteerde diffusiegebieden van *hetzelfde* geleidingstype aanbrengt, zodat b.v. een combinatie N^+-*N*-N^+ ontstaat, zal er bij aanleggen van een spanning een sterke stroom vloeien, die niet of nauwelijks te regelen valt met behulp van de stuurelektrode. Dit wordt anders indien men de dikte van het substraat vermindert tot b.v. 2 μm. Het depletiegebied dat wordt teweeggebracht door een negatieve stuurspanning,

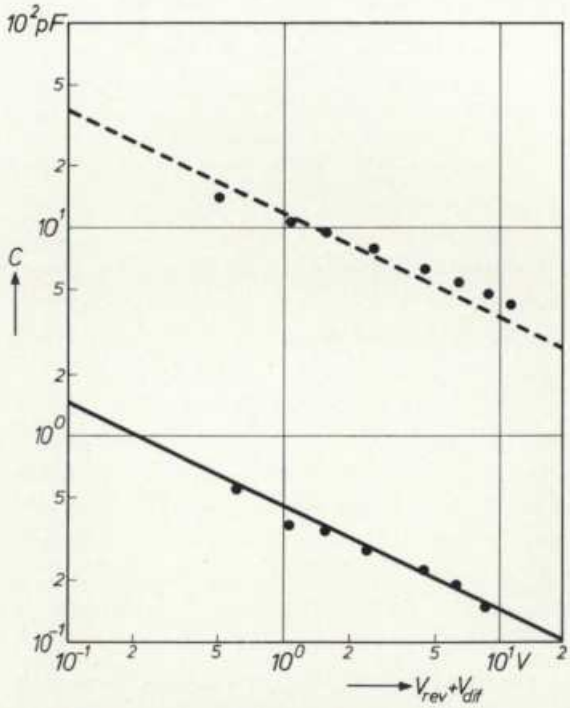


Fig. 3. De afvoercapaciteit C_d van een 3 μm dikke N^+-*P*-N^+-MOS-transistor uitgezet tegen de keerspanning V_{rev} plus een constante diffusiespanning V_{dif} van 0,6 V [5]. De afvoer is cirkelvormig met een diameter van 360 μm. Ter vergelijking is ook de afvoercapaciteit vóór het etsen weergegeven (onderbroken lijn).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kan dan een aanzienlijk deel van de *N*-laag omvatten. Zolang er geen inversiekanaal aan het oppervlak ontstaat, kan men door verhoging van de stuurspanning de depletielaag zich laten uitbreiden, en aldus de stroom regelen. Op deze wijze heeft men een MOS-transistor zonder *P-N*-overgang van het *verarmingstype* verkregen. Het is mogelijk, bij een geschikte keuze van de dotering en de dikte van de *N*-laag, het depletiegebied zich over de gehele laagdikte te laten uitstrekken voordat er een inversiekanaal ontstaat.

Zodra het depletiegebied de onderkant van de *N*-laag bereikt heeft, wordt de stroom „afgeknepen" en treedt er, evenals bij de conventionele MOS-transistor, verzadiging van de stroom op.

Doordat de spanning tussen stuurelektrode en kanaal het grootst is bij de afvoer, ligt het afknijppunt aan de zijde van de afvoer. Een belangrijk verschilpunt met de conventionele MOS-transistor is dat de stroomgeleiding niet uitsluitend plaatsvindt in een dun (inversie)laagje aan het oppervlak, maar over de gehele laag (minus het depletiegebied uiteraard). Dientengevolge is de beweeglijkheid van de ladingdragers groter dan bij de conventionele MOS-transistor. Het zal voorts duidelijk zijn dat de afvoercapaciteit van het hier beschreven type transistor gering is.

Bij een P^+-P-P^+-transistor is het mogelijk de dotering en de dikte van de *P*-laag zo te kiezen dat alle vrije gaten tussen toe- en afvoer verdreven worden door de in de oxidelaag aanwezige positieve lading [7]. Bij een stuurspanning nul vindt er dan geen stroomgeleiding plaats; pas bij het aanleggen van een negatieve stuurspanning kan er een stroom vloeien. Op deze wijze is een MOS-transistor zonder *P-N*-overgang van het *verrijkingstype* te realiseren. In combinatie met conventionele *N*-kanaal-MOS-transistors van het verrijkingstype zijn deze transistors te gebruiken voor het maken van complementaire MOST-schakelingen.

Fig. 4 geeft een schematische doorsnede van de door ons vervaardigde transistor. De afvoer is een cirkelvormige schijf met een diameter van 600 μm. De stuurelektrode en toevoer zijn in ringen hieromheen aangebracht. De afstand tussen de toe- en afvoer bedraagt ca. 8 μm. Ten einde ook een geringe terugwerkingscapaciteit te verkrijgen, is deze transistor uitgerust met een zg. verkorte stuurelektrode (Eng.: off-set gate), d.w.z. de stuurelektrode strekt zich niet uit tot aan de afvoer: een aan de afvoer grenzend stuk *N*-silicium van ca. 2,5 μm is onbedekt. Dit *N*-gebied heeft een

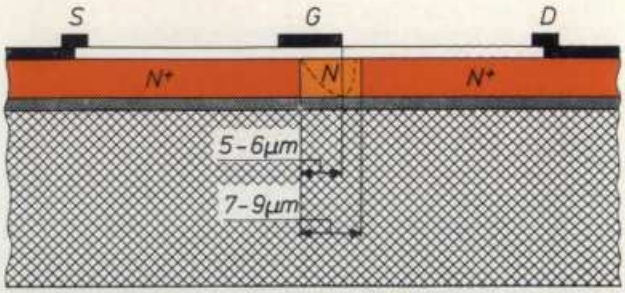


Fig. 4. Schematische doorsnede van een MOS-transistor zonder *P-N*-overgang (N^+-N-N^+) en met verkorte stuurelektrode. *S* toevoer. *G* stuurelektrode. *D* afvoer. De onderbroken lijn geeft het depletiegebied aan.

zo geringe weerstand dat de hoogfrequenteigenschappen van deze transistor niet nadelig beïnvloed worden. Het gebied is min of meer te beschouwen als een uitbreiding van de afvoer. Toch is de terugwerking tussen afvoer en stuurelektrode gering, doordat de depletielaag (onderbroken lijn) zich bij verzadiging een eindweegs tot in dit *N*-gebied uitstrekt.

Fig. 5 is een foto van de ongeveer 2 μm dikke transistor, nog zonder drager, liggend op een fotomasker. Het feit dat het patroon van het fotomasker door de transistor heen zichtbaar is, demonstreert de geringe dikte van de siliciumlaag. In *fig. 6* is de transistor nogmaals weergegeven, gemonteerd op een standaardhuls.

Bij een afvoerstroom van 10 mA en een afvoerspanning van 10 V is de steilheid van de transistor 6 mA/V. De terugwerkingscapaciteit bedraagt niet meer dan 0,15 pF, en de capaciteit tussen toe- en afvoer ongeveer 0,5 pF. De afsnijfrequentie waarbij de beschik-

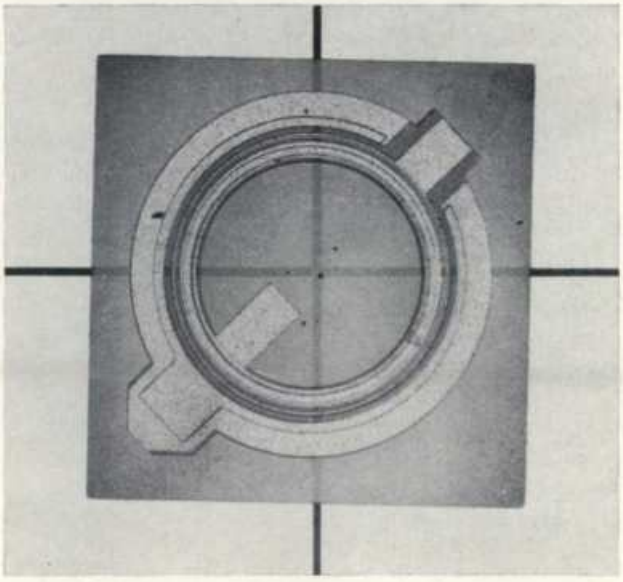


Fig. 5. Foto van de transistor van fig. 4 *zonder* drager, liggend op een fotomasker. De siliciumlaag is zo dun dat men het patroon van het fotomasker (kruis) door de transistor heen ziet. De grootte van het siliciumplaatje is 1 × 1 mm.

[5] Zie b.v. L. Heijne, Philips techn. T. **25**, 262, 1963, in het bijzonder blz. 273.

[6] Hetzelfde is ons gebleken bij de vervaardiging van bipolaire transistors, waarvan de eigenschappen, afgezien van een grotere collectorserieweerstand, vóór en na het etsen niet bleken te verschillen.

[7] Zie de artikelen van J. A. Appels, H. Kalter en E. Kooi en van J. A. van Nielen in dit nummer, blz. 234 en 217.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

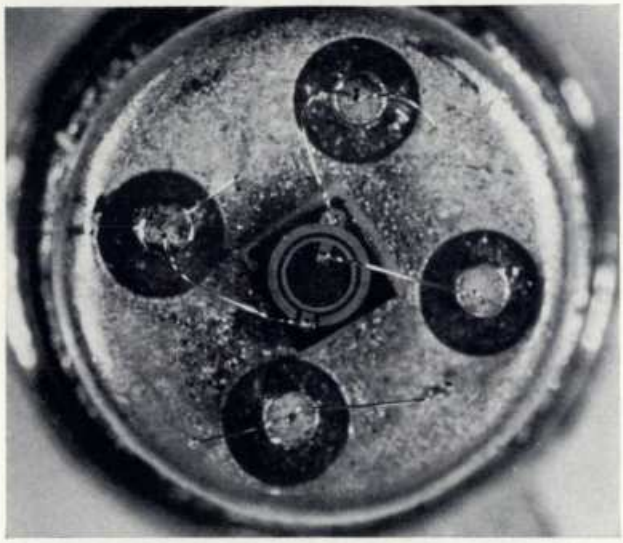


Fig. 6. De transistor van fig. 5 gemonteerd op de bodem van een standaardhuls TO 18.

bare vermogensversterking 1 wordt, is 1400 MHz (*fig. 7*).

De hoge afsnijfrequentie is te danken zowel aan de geringe afvoercapaciteit als aan de geringe terugwerkingscapaciteit en de grote beweeglijkheid van de ladingdragers. Ter vergelijking is met dezelfde maskers een conventionele MOS-transistor van het verarmingstype gemaakt. Uit meting van de *Y*-parameters van beide typen MOS-transistors kan worden afgeleid dat de conventionele MOS-transistor, ten gevolge van de slechtere uitgangsimpedantie, bij overigens gelijke steilheid, terugwerking en ingangsimpedantie, een afsnijfrequentie van slechts 500 MHz zou hebben.

Zoals naar voren komt in andere artikelen in dit nummer is een afsnijfrequentie van 1400 MHz ook te verkrijgen met behulp van ionenimplantatie [8] of door gebruik te maken van een tetrodestructuur met korte kanalen [9]. De afsnijfrequentie van de hier besproken transistor kan nog verhoogd worden door het kanaal korter te maken, en door de dikte van de oxidehuid, die in dit geval 0,2 μm bedroeg, te verminderen. Een dikte van 0,1 μm is tegenwoordig heel gebruikelijk, terwijl een halvering van de kanaallengte nog gerealiseerd zou kunnen worden.

[8] Zie het artikel van J. M. Shannon in dit nummer, blz. 278.
[9] Zie het artikel van R. J. Nienhuis in dit nummer, blz. 271.

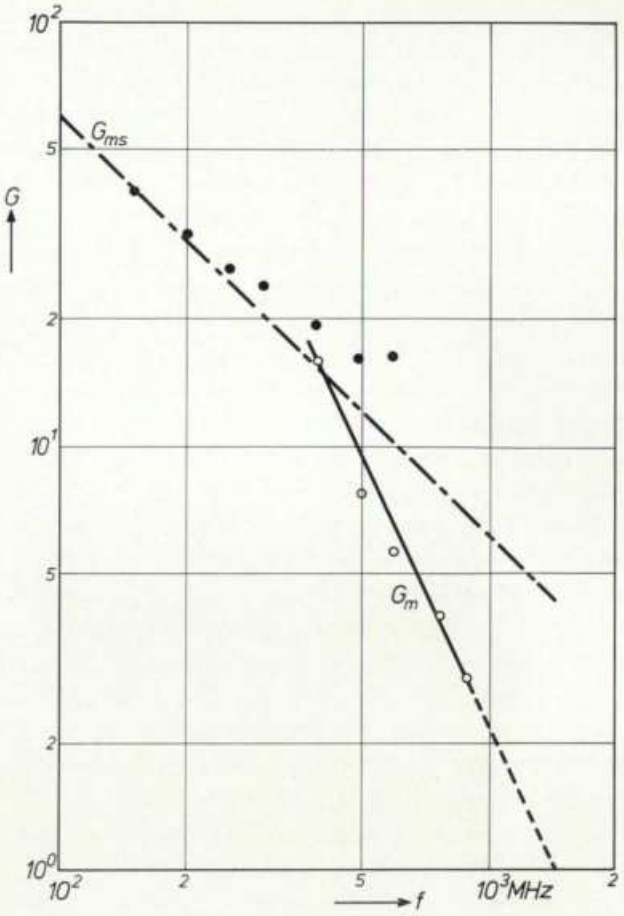


Fig. 7. De maximaal beschikbare vermogensversterking G_m als functie van de frequentie f (cirkeltjes) van de in de tekst beschreven MOS-transistor zonder *P-N*-overgang, en met verkorte stuurelektrode. De transistor is gemonteerd in een standaardhuls TO 18. De afsnijfrequentie waarbij de maximaal beschikbare vermogensversterking 1 wordt, is verkregen door extrapolatie van de tussen 400 en 900 MHz gemeten waarden. Uit meting van de *Y*-parameters — uitgevoerd tot 600 MHz — volgt dat de transistor bij frequenties beneden 400 MHz als versterker onstabiel is. Dit houdt in dat beneden 400 MHz de versterking G_m niet gedefinieerd is. Daarom is voor dit frequentiegebied de uit de *Y*-parameters te berekenen maximale stabiele versterking G_{ms} gegeven. De gevonden waarden (stippen) liggen boven de puntstreeplijn met helling −1 omdat bij deze berekening niet werd gecorrigeerd voor de schijnbare vergroting van Y_{21}, veroorzaakt door de zelfinductie van de contactdraadjes en de pennen van de huls.

Samenvatting. Men kan dunne siliciumlagen van hoge kwaliteit maken door eerst een enkele μm dikke epitactische laag silicium te laten groeien op een substraat van silicium, en vervolgens dat substraat te verwijderen door middel van een selectief elektrochemisch etsproces. Van de diverse toepassingsmogelijkheden die de methode biedt, worden hier een tweetal voorbeelden besproken, te weten een 3 μm dikke MOS-transistor waarvan de afvoercapaciteit ca. 30 × kleiner is dan die van een conventionele MOS-transistor, en een 2 μm dikke MOS-transistor zonder *P-N*-overgang, voorzien van een verkorte stuurelektrode (kanaal ca. 8 μm waarvan ca. 2,5 μm niet overdekt; terugwerkingscapaciteit 0,15 pF, afsnijfrequentie 1400 MHz).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Digitale geïntegreerde schakelingen met MOS-transistors

L. M. van der Steen

Dank zij de eenvoudige bouw en de geringe dissipatie van MOS-transistors kan men van deze componenten een groot aantal per oppervlakte-eenheid op een kristal aanbrengen. Bovendien kan men bij sommige MOS-schakelingen volstaan met een kleiner aantal componenten vergeleken met dezelfde schakelingen in bipolaire uitvoering, dit door gebruik te maken van de specifieke eigenschappen van de MOST: de stroom door een MOST kan in beide richtingen vloeien, en de ingangsimpedantie is zeer hoog. Een en ander maakt de MOS-transistor zeer geschikt voor toepassing in geïntegreerde schakelingen. We zullen in dit artikel enkele voorbeelden hiervan behandelen, waarbij we ons beperken tot digitale systemen die geheel zijn samengesteld met MOS-transistors van het verrijkingstype met *P*-kanaal (*P*-channel enhancement MOSTs).

Over de MOS-transistor kunnen we hier kort zijn; het type met *N*-kanaal is elders in dit nummer reeds uitvoerig beschreven [1] en het type met *P*-kanaal (zie *fig. 1*) onderscheidt zich hiervan alleen door een andere polariteit. De grafiekenschaar I_d, V_{ds} en de grafiek $I_{d\,sat}, V_{gs}$ hebben dezelfde vorm als de grafieken in fig. 2 van het onder [1] genoemde artikel, met dien verstande dat nu stromen en spanningen negatief zijn. Voor toepassing in digitale schakelingen is de MOS-transistor met *P*-kanaal op te vatten als een schakelaar die stroom doorlaat als V_{gs} voldoende negatief is ($|V_{gs}| > |V_{th}|$, waarbij de drempelspanning V_{th} b.v. −3 à −4 volt is) en die geen stroom doorlaat als V_{gs} tussen 0 volt en V_{th} ligt.

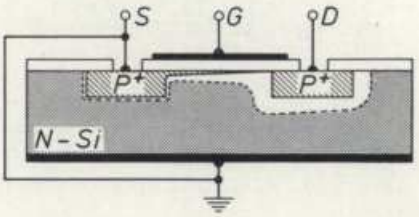


Fig. 1. MOS-transistor met *P*-kanaal op een substraat van *N*-silicium. De toevoerelektrode *S* en de afvoerelektrode *D* zijn in het silicium gediffundeerde P^+-gebieden. De stuurelektrode *G* is van aluminium (zwart) en is van het substraat geïsoleerd door een laag SiO_2 (wit). Substraat en toevoerelektrode zijn geaard; op *D* wordt een negatieve spanning gezet. Indien nu op de stuurelektrode een voldoend negatieve spanning komt (lager dan een eveneens negatieve drempelspanning V_{th}), ontstaat onder deze elektrode een dunne geïnverteerde laag van geleidingstype *P* waardoor stroom kan lopen tussen *S* en *D*. Onder de elektrodes en het kanaal is een laag, de zg. depletielaag, waarin zich nagenoeg geen vrije ladingdragers bevinden, zodat deze laag als isolator fungeert.

Het vervaardigen van geïntegreerde MOS-schakelingen

Een MOST is altijd zodanig geschakeld dat de afvoerelektrode en de eventuele inversielaag door een depletielaag zijn geïsoleerd van het substraat (zie fig. 1). De toevoerelektrode kan met het substraat zijn verbonden; als dit niet het geval is, staat er altijd een zodanige spanning op dat ook deze elektrode door een depletielaag is omgeven. De natuurlijke isolatie door deze depletielaag biedt grote voordelen bij de fabricage van geïntegreerde schakelingen met MOS-elementen. Men hoeft nu namelijk niet, zoals bij geïntegreerde schakelingen met bipolaire transistors nodig is, met behulp van een epitactisch gegroeid siliciumlaagje en een isolatiediffusie voor elke transistor een geïsoleerd eilandje van het gewenste materiaal te maken [2]. Het aantal voor de fabricage noodzakelijke foto-etsprocessen wordt hierdoor gereduceerd van zes voor bipolaire transistorschakelingen tot vier voor MOS-schakelingen.

Fig. 2 toont schematisch de situaties na de verschillende foto-etsprocessen [3]. Voor de vervaardiging van een MOS-schakeling met *P*-kanalen gaat men uit van een plaatje monokristallijn homogeen silicium van type *N* (afmeting b.v. 50 mm diameter en dikte 250 μm), dat in een zuurstofrijke atmosfeer bij hoge temperatuur met een laagje siliciumoxide wordt bedekt. In deze oxidelaag worden door middel van een foto-etsproces vensters aangebracht op de plaatsen waar de toevoer- en afvoerelektrodes komen (fig. 2*a*). Het plaatje wordt dan verhit in een atmosfeer die borium bevat, zodat het borium ter plaatse van de vensters in het *N*-silicium diffundeert en gebieden van *P*-silicium doet ontstaan. Tijdens het diffusieproces vormt zich een nieuwe laag siliciumoxide over het plaatje. Door een tweede etsproces worden nu in deze oxidelaag vensters gemaakt (fig. 2*b*), waarin vervolgens door verhitting in een zuurstofrijke atmosfeer een dun laagje siliciumoxide (0,1 μm) wordt aangebracht dat als isolatie van de stuurelektrodes moet dienen. Met het derde etsproces worden in

Drs. L. M. van der Steen, medewerker van Philips' Hoofdindustriegroep Elcoma (Electronic Components and Materials), Nijmegen.

[1] J. A. van Nielen, Werking en gelijkstroomgedrag van MOS-transistors; dit nummer blz. 217.

[2] Zie A. Schmitz, Kristalschakelingen, Philips techn. T. **27**, 152-159, 1965/66.

[3] Voor meer details, zie het artikel van J. A. Appels, H. Kalter en E. Kooi in dit nummer, blz. 234.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

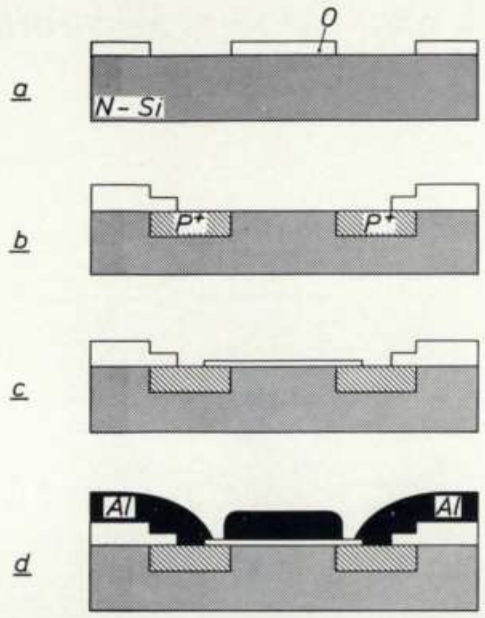


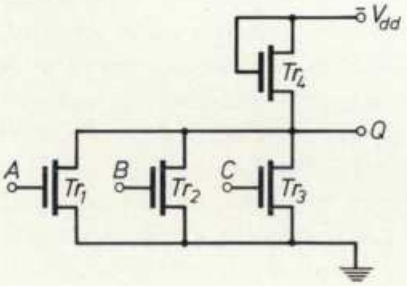
Fig. 2. Schematische voorstelling van enkele stadia in de fabricage van een MOS-transistor. In een oxidelaag O op het substraat worden vensters geëtst voor de toevoer- en afvoerelektrode (*a*). Na het diffunderen van deze elektrodes wordt in het daarbij ontstane oxide een venster geëtst voor de oxidelaag onder de stuurelektrode (*b*). Na het aanbrengen van deze laag worden de vensters geëtst voor de contacten met de toevoer- en afvoerelektrode (*c*). Daarna wordt een Al-laag opgedampt waaruit door het wegetsen van overtollig aluminium de elektrodes worden gevormd (*d*).

deze oxidelaag vensters aangebracht boven de toevoeren de afvoerelektrodes (fig. 2*c*). Daarna wordt een laagje aluminium opgedampt, waaruit de diverse elektrodes en de verbindingen tussen de verschillende componenten van de schakeling worden gevormd door met het vierde en laatste etsproces het overtollige aluminium te verwijderen.

Technologisch is men door het achterwege blijven van de tamelijk veel ruimte vergende isolatiediffusie in staat om op een plaatje silicium een zeer grote dichtheid van componenten te bereiken; dank zij de zeer geringe dissipatie van MOS-transistors is deze dichtheid in vele schakelingen ook praktisch bruikbaar. Bij een dynamisch schuifregister dat verderop in dit artikel wordt besproken, is b.v. plaatselijk een dichtheid van 6×10^4 componenten per cm^2 bereikt, terwijl voor de gehele kristalschakeling de dichtheid gemiddeld 2×10^4 cm^{-2} bedraagt. Op een plaatje monokristallijn silicium van enkele mm^2 kan men thans complete MOS-schakelingen met 300-1500 componenten verwezenlijken; in de nabije toekomst zullen zelfs monolithische schakelingen met enige duizenden componenten mogelijk zijn. De gemiddelde dichtheid die men kan bereiken bij geïntegreerde schakelingen met bipolaire transistors is bij de huidige stand van de techniek meestal veel geringer, nl. enkele duizenden per cm^2.

MOS-logicaschakelingen

Als „bouwstenen" voor digitale schakelingen worden in het algemeen eenvoudige logicaschakelingen, NOR-poorten of NAND-poorten, gebruikt; hiermee kan men namelijk alle digitale schakelingen opbouwen, zowel eenvoudige bistabiele wipschakelingen als geheugenelementen, schuifregisters etc. [4]. Een poortschakeling kan zeer geschikt met MOS-transistors worden gerealiseerd; *fig. 3a* toont een dergelijke schakeling, samengesteld uit de MOS-transistors Tr_1 t/m Tr_4. De werking is in het kort als volgt. De afvoerelektrode en de stuurelektrode van Tr_4 zijn beide aangesloten op de negatieve voedingsspanning, zodat Tr_4 altijd in het verzadigingsgebied werkt. Er kan echter alleen stroom door Tr_4 lopen als één of meer van de transistors Tr_1 t/m Tr_3 stroom doorlaten, d.w.z. als de spanning op



a

A	B	C	Q
0	0	0	1
0	0	1	0
0	1	0	0
0	1	1	0
1	0	0	0
1	0	1	0
1	1	0	0
1	1	1	0

b

Fig. 3. *a*) De NOR-schakeling die als geïntegreerde MOS-schakeling is uitgevoerd. De voedingsspanning V_{dd} is negatief. De spanningen aan de ingangen A, B en C kunnen nul of negatief zijn. De spanning aan de uitgang Q is op het nulniveau als een of meer van de ingangen negatief zijn, er loopt dan nl. stroom door de schakeling. Bij toepassing van negatieve logica (de negatieve spanning is dan gekoppeld aan de logische toestand 1 en het nulniveau aan toestand 0) wordt het verband tussen het uitgangsniveau en de ingangsniveaus gegeven door de logische NOR-functie $\Phi = \overline{A + B + C}$. *b*) De waarheidstabel van de schakeling bij negatieve logica.

een of meer van de ingangen A, B en C voldoende negatief is. De schakeling is nu zodanig gedimensioneerd dat in deze situatie de spanning aan de uitgang Q op het „nulniveau" is, d.w.z. tussen 0 volt en V_{th} ligt. Als de spanning aan elk der drie ingangen op het nulniveau is, loopt er geen stroom en is de uitgangsspanning negatief. De transistors Tr_1, Tr_2 en Tr_3 vervullen in deze schakeling dus de functie van schakelaar, men noemt ze daarom *schakeltransistors*; Tr_4 dient als weerstand en wordt daarom *weerstandstransistor* genoemd.

De spanningsniveaus kan men op twee manieren koppelen aan de toestanden 0 en 1 die worden gebruikt bij de wiskundige verwerking van logische operaties met behulp van de Boole-algebra. Bij de *positieve logica* wordt het hoogste niveau aangeduid met 1 en het laagste met 0, bij *negatieve logica* omgekeerd. Het is gebrui-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kelijk om bij logicaschakelingen, opgebouwd uit MOS-transistors met *P*-kanaal, negatieve logica toe te passen; $A = 1$ betekent hier dus dat de spanning op het punt A negatief is, en $A = 0$ betekent dat deze spanning op het nulniveau is. In de schakeling van fig. 3*a* geldt dan: $Q = 1$ als $A = 0$, $B = 0$ en $C = 0$; $Q = 0$ als een of meer van de punten A, B en C 1 zijn. Q is dus *niet* 1 als A *òf* B *òf* C 1 is; deze NIET-OF-relatie wordt weergegeven door de NOR-functie $Q = \overline{A + B + C}$ (NOR als samentrekking van NOT en OR), zodat de schakeling van fig. 3*a* bij gebruik van negatieve logica een NOR-poort is. Fig. 3*b* geeft voor dit geval de waarheidstabel. Bij overgang van negatieve naar positieve logica verwisselen EN- en OF-poorten van naam, een NOR-poort wordt dan een NAND-poort (NAND als samentrekking van NOT en AND). We kunnen dit in de tabel van fig. 3*b* zien door nullen en enen te verwisselen; Q is dan alleen 0 (dus *niet* 1) als A *èn* B *èn* C 1 zijn, zodat nu inderdaad $Q = \overline{A.B.C}$.

De schakeltransistors, die in fig. 3*a* parallel staan, kunnen ook in serie worden geplaatst; er ontstaat dan een poortschakeling die bij negatieve logica als NAND-poort fungeert. Om de uitgangsspanning bij stroomvoerende schakeling binnen het nulniveau te houden, mag de gezamenlijke weerstand van de schakeltransistors een bepaalde waarde niet overschrijden. Deze eis levert geen moeilijkheden op als de schakeltransistors parallel staan; zijn ze echter in serie geplaatst dan moeten bij toenemend aantal ingangen steeds grotere schakeltransistors worden gebruikt, zodat de schakeling dan veel ruimte gaat innemen op het kristalplaatje. De schakeling met serietransistors wordt daarom bij voorkeur niet toegepast.

De omkeerschakeling

Om een beschrijving te geven van het gedrag van de poortschakeling tijdens de overgang tussen de niveaus, kunnen we de eenvoudigste situatie nemen, nl. als $B = 0$ en $C = 0$. A kan dan 0 of 1 zijn, waarbij Q resp. 1 of 0 is; Tr_1 en Tr_4 vormen dan een omkeerschakeling. We zullen deze schakeling nu aan de hand van *fig. 4* analyseren en daarbij dan tevens de eisen afleiden die aan de dimensionering van de transistors gesteld moeten worden.

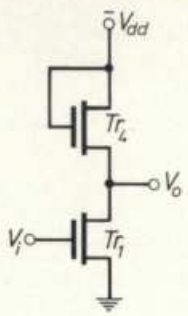


Fig. 4. MOS-omkeerschakeling die ontstaat uit de NOR-poort van fig. 3*a* als b.v. $B = C = 0$. V_i en V_o zijn de ingangs- en uitgangsspanning. Als V_i op het negatieve niveau is ($V_i = 1$), is V_o op het nulniveau ($V_o = 0$) en omgekeerd.

Zolang geen verzadiging optreedt, hangt de stroom door een MOS-transistor van de aangelegde spanning V_{ds} en de stuurspanning V_{gs} af volgens:

$$I_d = \beta\,(V_{gs} - V_{th} - \tfrac{1}{2}V_{ds})\,V_{ds}\,. \quad . \; . \quad (1)$$

Hierbij is de drempelspanning V_{th} de spanning tussen stuurelektrode en toevoerelektrode waarbij inversie begint op te treden, dus waarbij stroom begint te lopen. Als $|V_{ds}| \geqq |V_{gs} - V_{th}|$ is, treedt verzadiging op en geldt voor de stroom:

$$I_{d\,sat} = \tfrac{1}{2}\beta(V_{gs} - V_{th})^2. \quad . \; . \; . \; . \quad (2)$$

In deze vergelijkingen is $\beta = \mu C_{ox} w/l$, waarbij μ de beweeglijkheid is van de gaten in het kanaal, C_{ox} de oxidecapaciteit per oppervlakteeenheid (bedoeld is de capaciteit van de condensator gevormd door stuurelektrode, oxide en substraat), w de breedte en l de lengte van het kanaal. (Zie verg. (6) en (9) van het onder [1] genoemde artikel.)

Voor transistor Tr_1 in fig. 4 geldt $V_{gs} = V_i$ en $V_{ds} = V_o$, zodat

$$I_{d1} = \beta_1\,(V_i - V_{th1} - \tfrac{1}{2}\,V_o)\,V_o \quad . \; . \; . \quad (3)$$

indien $|V_i - V_{th1}| > |V_o|$ (geen verzadiging), en

$$I_{d1\,sat} = \tfrac{1}{2}\beta_1(V_i - V_{th1})^2 \quad . \; . \; . \; . \quad (4)$$

indien $|V_i - V_{th1}| \leqq |V_o|$ (verzadiging).

Aangezien bij Tr_4 de stuurelektrode met de afvoerelektrode is verbonden, waardoor steeds geldt dat $|V_{ds}| > |V_{gs} - V_{th4}|$ is, zal deze transistor altijd in het verzadigingsgebied werken. In feite dient Tr_4 hier alleen als weerstand; er wordt op deze plaats een transistor gebruikt omdat een gediffundeerde weerstand van voldoende grootte op het kristalplaatje meer ruimte inneemt. Voor Tr_4 geldt $V_{gs} = V_{ds} = V_{dd} - V_o$ (zie fig. 4), dus:

$$I_{d4\,sat} = \tfrac{1}{2}\beta_4(V_{dd} - V_o - V_{th4})^2. \quad . \; . \quad (5)$$

Fig. 5 toont de I_d,V_o-karakteristieken van Tr_1; ze hebben V_i als parameter en gaan bij $V_i - V_{th1} = V_o$ over in het horizontale gedeelte, waar de stroom in verzadiging is. In deze figuur is tevens de gekromde belastingslijn getekend die ontstaat doordat Tr_4 als belastingsweerstand wordt gebruikt; deze lijn volgt uit verg. (5). Aangezien altijd geldt:

$$I_{d1} = I_{d4}\,, \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (6)$$

geven de snijpunten van de belastingslijn met de karak-

[4] Zie b.v. blz. 53 e.v. in: E. J. van Barneveld, Digitale bouwstenen, Philips techn. T. **28**, 48-61, 1967, en blz. 20 e.v. in: C. Slofstra, Het toepassen van digitale bouwstenen in industriële apparatuur, Philips techn. T. **29**, 19-33, 1968.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

teristieken van Tr_1 de werkpunten van de schakeling bij verschillende waarden van V_i; deze werkpunten uitgezet in een V_o,V_i-diagram vormen de V_o,V_i-karakteristiek van de omkeerschakeling (*fig. 6*).

In de karakteristiek van fig. 6 kunnen we drie gebieden onderscheiden. In gebied I is V_i op het nulniveau, dus $0 < |V_i| < |V_{th1}|$. Tr_1 geleidt nu niet, dus $I_{d1} = I_{d4} = 0$, en uit verg. (5) volgt: $V_o = V_{dd} - V_{th4}$. Dit is dus het 1-niveau van de uitgangsspanning. In fig. 6 correspondeert deze situatie met het horizontale deel van de karakteristiek; in fig. 5 ligt het werkpunt op de V_o-as.

In gebied II daalt V_i onder de drempelspanning, zodat Tr_1 gaat geleiden. Tevens geldt echter nog dat $|V_i - V_{th1}| < |V_o|$ is, zodat in fig. 5 het werkpunt rechts van de lijn $V_i - V_{th1} = V_o$ ligt en Tr_1 dus in verzadiging werkt. In fig. 6 treedt nu een lineaire overgang op tussen de twee spanningsniveaus; het gebied wordt hier begrensd door de lijnen $V_i = V_{th1}$ en $V_i - V_{th1} = V_o$.

In gebied III is V_i nog sterker negatief, hier is $|V_i - V_{th1}| > |V_o|$. De stroom door de schakeling is verder toegenomen, Tr_1 werkt nu niet meer in verzadiging. In deze situatie is $V_i = 1$ en moet $V_o = 0$ zijn. Om dit laatste te bereiken moet de spanningsdeler, gevormd door Tr_1 en Tr_4, zodanig gedimensioneerd zijn dat V_o bij stroomvoerende schakeling tussen 0 volt en V_{th1} ligt (meestal kiest men $V_o \approx 0{,}1\ V_{dd}$). Het gebied III ligt in fig. 6 rechts van de lijn $V_o = V_i - V_{th1}$ en in fig. 5 links van deze lijn.

We willen nog even nader ingaan op de situatie in het overgangsgebied II, waarin beide transistors in verzadiging werken. Uit verg. (4), (5) en (6) volgt dan:

$$\tfrac{1}{2}\beta_1(V_i - V_{th1})^2 = \tfrac{1}{2}\beta_4(V_{dd} - V_o - V_{th4})^2, \quad (7)$$

en dit geeft:

$$V_o = -(\beta_1/\beta_4)^{1/2}(V_i - V_{th1}) + (V_{dd} - V_{th4}). \quad (8)$$

De V_o,V_i-karakteristiek is in dit gebied dus een rechte lijn met helling $\alpha = -(\beta_1/\beta_4)^{1/2}$. In *fig. 7* zijn een aantal van deze karakteristieken uitgezet voor verschillende waarden van α, bij gelijke waarden van V_{dd}, V_{th1} en V_{th4}. Bij het ontwerpen van een schakeling wordt de keuze van α o.a. bepaald door de zojuist genoemde eis dat in gebied III de uitgangsspanning op het nulniveau moet zijn. De helling moet hiervoor groter zijn dan een bepaalde grenswaarde; in de praktijk neemt men meestal $\beta_1/\beta_4 \geqq 20$.

Aangezien de transistors onderdelen zijn van een monolithische schakeling en dus tijdens dezelfde bewerking zijn gevormd, bestaan er geen onderlinge verschillen in de dikte van de oxidelaag onder de stuurelektrodes en in de beweeglijkheid van de gaten in de kanalen.

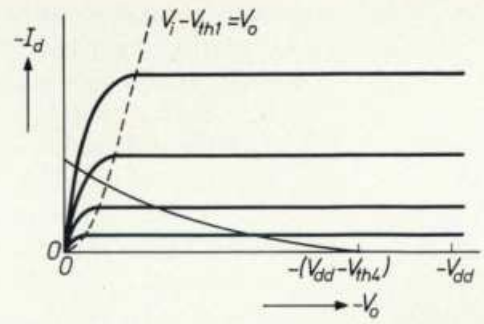


Fig. 5. I_d,V_o-karakteristieken van de transistor Tr_1 uit de omkeerschakeling van fig. 4 met daarin getekend de gekromde belastingslijn die ontstaat doordat Tr_4 als belastingsweerstand dient. Bij de karakteristieken van Tr_1 is V_i de parameter: als V_i sterker negatief is, is de stroom groter. De onderbroken lijn $V_i - V_{th1} = V_o$ verbindt de punten waar de stroom door Tr_1 in verzadiging komt.

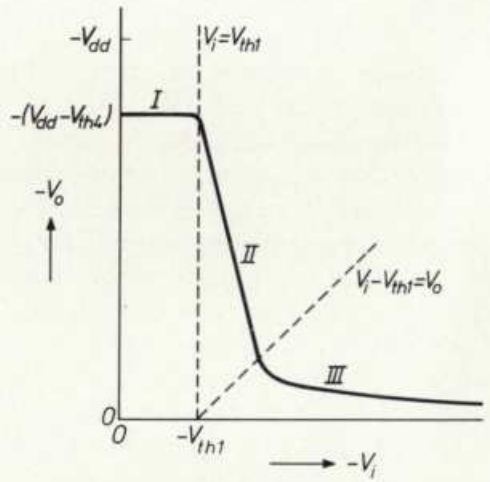


Fig. 6. V_o,V_i-karakteristiek van de omkeerschakeling van fig. 4; deze is afgeleid uit fig. 5 door de snijpunten uit te zetten van de belastingslijn met de karakteristieken van Tr_1. In gebied I is $V_i = 0$ en $V_o = 1$, in gebied III is $V_i = 1$ en $V_o = 0$. Gebied II is de overgang tussen deze situaties. De lijnen $V_i = V_{th1}$ en $V_i - V_{th1} = V_o$ vormen de grenzen tussen de gebieden. In I en II is de curve nagenoeg een rechte lijn.

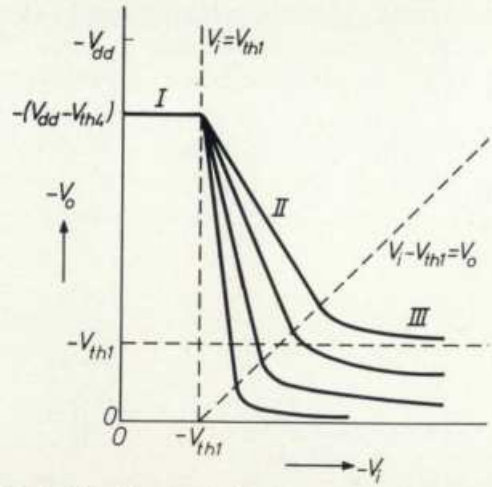


Fig. 7. Enige V_o,V_i-karakteristieken voor verschillende waarden van β_1/β_4. In het overgangsgebied II is de helling van de curven evenredig met de wortel uit deze factor. Alleen voor de twee curven die in dit gebied het steilst verlopen, ligt de uitgangsspanning in gebied III binnen het nulniveau.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In β_1 en β_4 zijn de factoren μ en C_{ox} dus gelijk, zodat

$$\frac{\beta_1}{\beta_4} = \frac{w_1/l_1}{w_4/l_4}.$$

Het quotiënt β_1/β_4 wordt dus uitsluitend bepaald door de verhouding van de verhoudingen w/l (de zg. „aspect ratios") van de transistors. Kiest men b.v. voor de schakeltransistor de afmetingen $w = l = 10$ μm (dus $w_1/l_1 = 1$), en wil men voor β_1/β_4 de waarde 20 realiseren om de juiste helling te krijgen, dan moet voor de weerstandstransistor $w_4/l_4 = 1/20$ zijn, dus b.v. $w = 10$ μm, $l = 200$ μm.

De karakteristieken van fig. 6 en 7 gelden voor de NOR-schakeling van fig. 3*a* als slechts één schakeltransistor in geleiding komt. Worden verschillende schakeltransistors tegelijk geactiveerd, dan zal V_o zich op een nog lagere waarde instellen; de goede werking van de NOR-schakeling is dus in elk geval verzekerd als alle schakeltransistors ten opzichte van de weerstandstransistor aan de bovengenoemde eisen voldoen.

Indien men de weerstandstransistor zou vervangen door een gediffundeerde weerstand, een element dat bij geïntegreerde schakelingen veel wordt gebruikt, zou de oppervlakte van deze weerstand aanmerkelijk groter zijn dan die van de weerstandstransistor. Bij een MOS-schakeltransistor van minimale afmetingen ($w = l = 10$ μm) is de weerstand tussen toevoer- en afvoerelektrode enige tientallen kilo-ohms. Dit betekent dat men om een goede spanningsdeling te krijgen een belastingsweerstand van enige honderden kΩ moet gebruiken. Een gediffundeerde weerstand van deze waarde zou ca. 10 mm lang en 10 μm breed zijn, terwijl de overeenkomstige weerstandstransistor bij een zelfde breedte slechts 0,2 mm lang is. Tegenover het voordeel van de kleine afmetingen van de weerstandstransistor staat het nadeel dat men aan de uitgang van de schakeling nooit te volledige voedingsspanning kan krijgen aangezien men altijd de drempelspanning van de weerstandstransistor verliest. Een verder nadeel is nog dat de schakeling met de weerstandstransistor trager is dan die met een gediffundeerde weerstand. De ruimtewinst op het kristalplaatje is echter van doorslaggevend belang.

De maximale schakelfrequentie

De maximaal toelaatbare schakelfrequentie wordt bij een NOR-schakeling bepaald door de snelheid waarmee de uitgangsspanning omslaat, en dus door de snelheid waarmee de aan deze uitgang verbonden capaciteit wordt opgeladen. We moeten hier uiteraard het ongunstigste geval nemen, en wel de overgang van 0 naar 1, waarbij de schakeltransistors ophouden te geleiden en de uitgangscapaciteit dus alleen via de weerstandstransistor wordt opgeladen.

In een logicaschakeling zal de uitgang van een NOR veelal met enkele ingangen van andere NOR-schakelingen zijn belast. We nemen hier het eenvoudigste geval, nl. dat de NOR met slechts één ingang van een andere NOR is belast (b.v. ingang A in fig. 3*a*), zodat de belasting voornamelijk door de capaciteit C_1 van deze ingang wordt bepaald. De laadstroom $I_{d4\,sat}$ is in dit geval gelijk aan $\frac{1}{2}\beta_4(V_{dd} - V_o - V_{th4})^2$, en is tevens gelijk aan $C_1\,dV_o/dt$. Uit de differentiaalvergelijking die men verkrijgt door deze uitdrukkingen gelijk te stellen, kan worden berekend dat de *RC*-tijd evenredig is met C_1/β_4 en derhalve, naar men kan afleiden, met $\alpha^2 l_1^2/\mu$.

Aangezien de waarde van α reeds vaststaat, moet men dus om een hoge schakelfrequentie mogelijk te maken, l_1 klein kiezen. De kanalen van de schakeltransistors moeten dus zo kort mogelijk zijn. Verder moet μ zo groot mogelijk zijn.

Een veel ongunstiger situatie ontstaat als de uitgang van een NOR-poort niet is verbonden met een andere NOR-schakeling maar met een punt buiten de geïntegreerde schakeling. De belastingscapaciteit wordt dan meestal bepaald door de gedrukte bedrading op het paneel waarop de geïntegreerde schakeling is gemonteerd. De capaciteit hiervan kan zeker een factor 1000 groter zijn dan de ingangscapaciteit van een NOR (enkele tientallen pF tegen enkele tientallen fF; 1 fF $= 10^{-15}$ F), wat zou resulteren in een 1000 × lagere schakelfrequentie voor de gehele logicaschakeling. Men zal dus maatregelen moeten nemen om het *RC*-produkt zo klein mogelijk te houden. Daartoe worden voor de laatste NOR-schakeling die met deze grote capaciteit is verbonden grotere weerstandstransistors gebruikt, zodanig dat de stroom 100× zo groot is als in de oorspronkelijke schakelingen. De weerstand van de weerstandstransistor is in deze schakeling dan nog slechts 1/100 van de oorspronkelijke waarde, zodat het *RC*-produkt aan de uitgang nu niet een factor 1000, maar slechts een factor 10 groter is geworden. De schakeltransistors van de laatste trap moeten natuurlijk op dezelfde wijze worden vergroot, en dit geeft weer een 100 maal grotere capacitieve belasting van de voorlaatste trap. Om een redelijke *RC*-tijd te handhaven moet men dus ook de stroom door deze trap vergroten, b.v. nu met een factor 10, zodat ook daar grotere transistors nodig zijn. De uitgangstrappen van een schakeling nemen dus op het kristalplaatje naar verhouding zeer veel ruimte in beslag; in een kleine schakeling kan het zelfs voorkomen dat er in het geheel geen transistors van minimale afmetingen gebruikt kunnen worden.

MOS-schuifregisters

Uit het voorafgaande blijkt dat de MOS-transistors het meest geschikt zijn voor toepassing in geïntegreerde schakelingen met een klein aantal uitgangen. Dit is o.a. het geval bij geheugens met vaste informatie-inhoud (zg. read-only stores), bij „kladbloc"-geheugens (zg. scratch-pad memories) en bij schuifregisters. Een schuifregister bestaat uit een keten van bistabiele cellen waarvan de informatie-inhoud, dus de stand van de verschillende cellen, één plaats opschuift door het toe-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voeren van een schuifimpuls (of een combinatie van impulsen). Informatie die aan de ingang van de eerste cel wordt aangeboden, verschijnt dus na een aantal schuifimpulsen aan de uitgang van de laatste cel van het register. Schuifregisters worden b.v. gebruikt als geheugenelement in het rekenorgaan van een rekenmachine.

Men maakt onderscheid tussen *statische* en *dynamische* schuifregisters. Bij statische schuifregisters blijft de informatie-inhoud van het register na een schuifimpuls voor onbeperkte tijd bewaard. Bij dynamische schuifregisters daarentegen gaat de informatie-inhoud in korte tijd verloren, zodat men deze steeds weer opnieuw moet toevoeren. De schuifimpulsen moeten daarom met een bepaalde minimale frequentie worden herhaald, wat tot gevolg heeft dat de informatie in een dynamisch schuifregister nooit op dezelfde plaats kan blijven staan. Een tweede nadeel is nog dat bij dynamische schuifregisters een ingewikkelder combinatie van schuifimpulsen nodig is dan bij de statische. Hier tegenover staat het voordeel dat een dynamisch schuifregister aanzienlijk sneller is dan een statisch en dat de dissipatie veel lager is; bovendien is de mogelijke componentendichtheid bij uitvoering als geïntegreerde schakeling voor het dynamische register groter dan voor het statische.

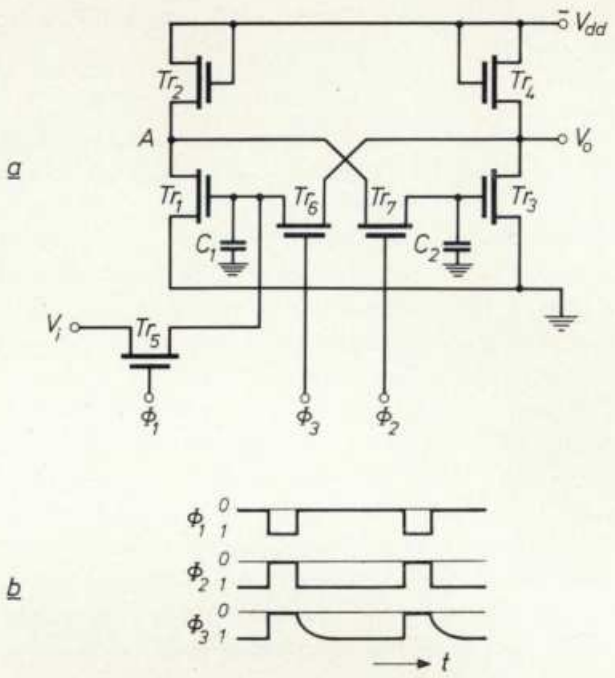


Fig. 8. *a*) Schema van een cel van een statisch schuifregister. Tr_1-Tr_2 en Tr_3-Tr_4 vormen twee omkeerschakelingen, die zijn rondgekoppeld via Tr_6 en Tr_7. Het niveau van V_o (nul of negatief) wordt beschouwd als de „stand" van de cel, V_i geeft de stand van de voorafgaande cel aan. *b*) De stuursignalen Φ_1, Φ_2 en Φ_3 bestaan uit een reeks impulsen, de zg. schuifimpulsen. Door elke groep van drie impulsen wordt de informatie van de ingang doorgegeven naar de uitgang.

Het statische schuifregister

Fig. 8a geeft het schema weer van een cel uit een statisch schuifregister dat is opgebouwd met MOS-transistors. De cel bestaat uit een bistabiele wipschakeling, gevormd door twee omkeerschakelingen Tr_1-Tr_2 en Tr_3-Tr_4 die zijn rondgekoppeld via Tr_6 en Tr_7. De capaciteiten C_1 en C_2, die bij de werking van de cel een essentiële rol spelen, worden gevormd door de capaciteit van de stuurelektrodes van Tr_1 en Tr_3 ten opzichte van het substraat en door enige parasitaire capaciteiten. De uitgangsspanning V_o is te beschouwen als de informatie-inhoud van de cel. De toestanden 0 en 1 corresponderen weer op dezelfde wijze als bij de omkeerschakeling met resp. het nulniveau (V_o tussen 0 volt en V_{th1}) en het negatieve niveau ($V_o = V_{dd} - V_{th4}$). De informatie van de voorafgaande cel van het register wordt als spanning V_i aangeboden aan de ingang van de cel. Verder worden aan de schakeling de stuursignalen Φ_1, Φ_2 en Φ_3 toegevoerd, bestaande uit reeksen schuifimpulsen (fig. 8*b*); de impulsen van Φ_2 en Φ_3 verschillen alleen in de steilheid van de negatiefgaande flank. Steeds als een combinatie van schuifimpulsen verschijnt, wordt de informatie-inhoud van de voorafgaande cel overgenomen, met andere woorden: de spanning V_o neemt het niveau van V_i aan.

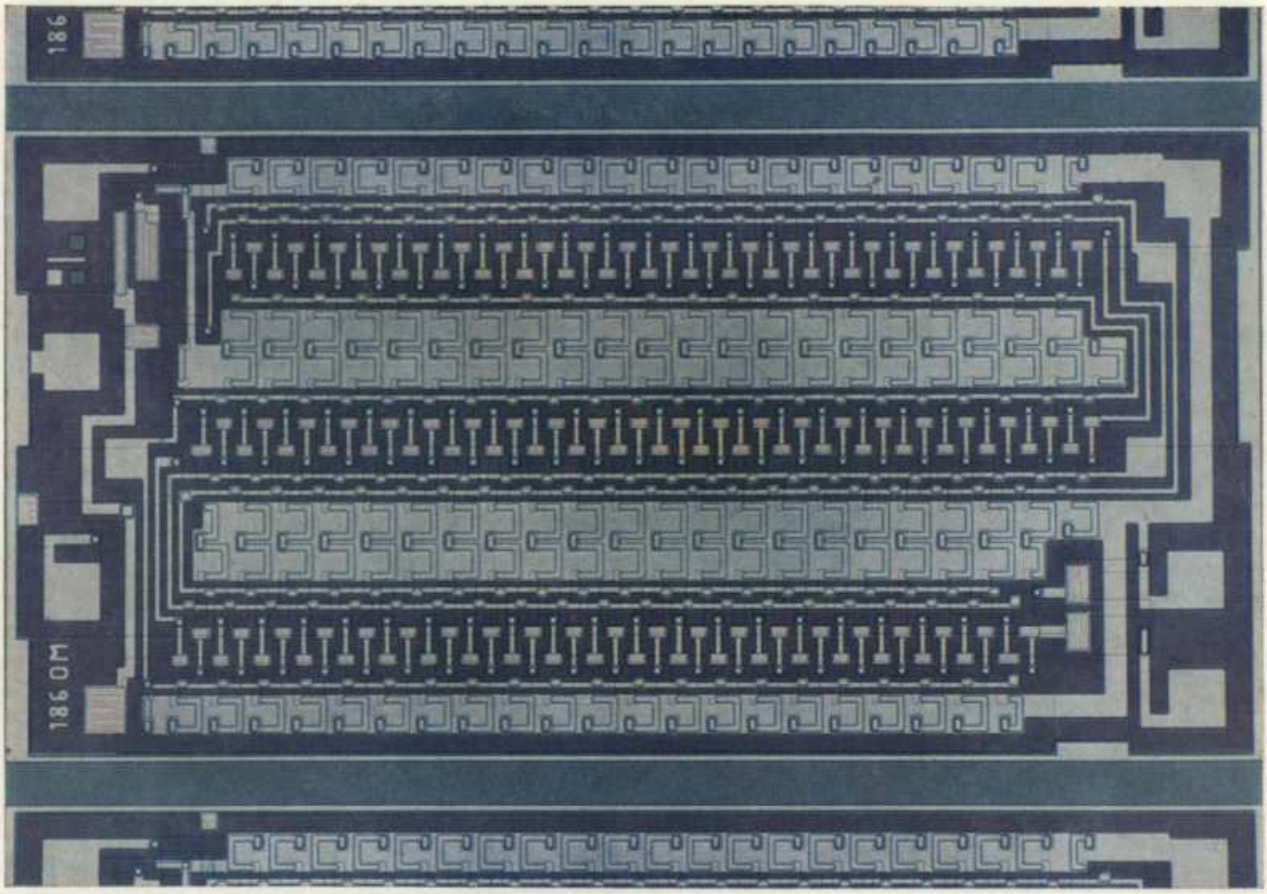
Fig. 9a is een foto van een 64-bits statisch schuifregister opgebouwd uit cellen volgens fig. 8*a*. Om een indruk te geven van de wijze waarop de verschillende onderdelen tot een schakeling zijn samengevoegd, is in fig. 9*b* een schets gegeven van één cel uit het register, en wel de cel die zich links boven op de foto bevindt.

De werking van de cel is als volgt. In de situatie dat Φ_1 op het nulniveau is (zie fig. 8*a*) en Φ_2 en Φ_3 negatief zijn, is Tr_5 uit geleiding en zijn Tr_6 en Tr_7 in geleiding. Stel dat de uitgangsspanning V_o op het nulniveau is, dan staat deze nulspanning via Tr_6 ook op de stuurelektrode van Tr_1 (C_1 is dus niet geladen). Tr_1 is dan uit geleiding, het punt A is dus negatief, via Tr_7 staat deze negatieve spanning op de stuurelektrode van Tr_3 (C_2 is dus negatief geladen), Tr_3 is in geleiding waardoor V_o op het nulniveau wordt gehouden. De twee omkeerschakelingen zijn dus via de transistors Tr_6 en Tr_7 rondgekoppeld, zodat de uitgangsspanning ongewijzigd blijft.

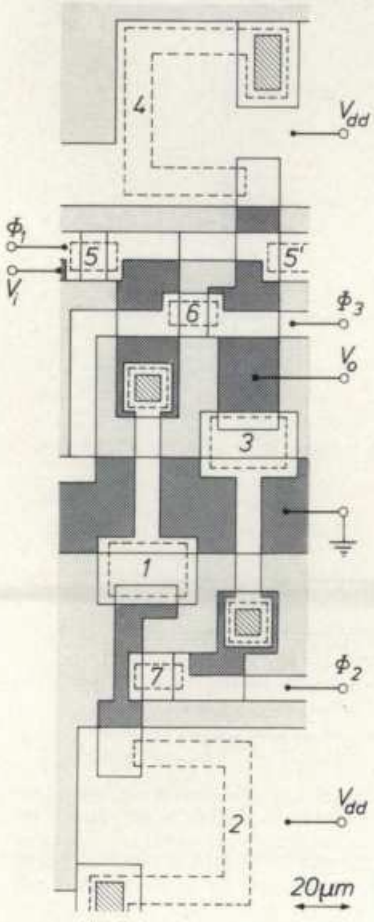
Op het moment dat de schuifimpulsen verschijnen, gebeurt het volgende: Φ_2 en Φ_3 gaan naar het nulniveau, zodat Tr_6 en Tr_7 uit geleiding worden gebracht en de rondkoppeling wordt verbroken. De uitgangsspanning blijft echter gehandhaafd, doordat de capaciteit C_2 negatief is geladen en Tr_3 dus blijft geleiden. Doordat Φ_1 negatief wordt, gaat Tr_5 geleiden. Nemen we het geval dat de inhoud van de voorafgaande cel 1 is, dan zal nu C_1 dus via Tr_5 negatief worden geladen,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a



b

Fig. 9. *a*) Een statisch schuifregister (64-bits) waarin de cel van fig. 8*a* is toegepast. De schakeling bevat 458 componenten en meet 1,15 bij 2,3 mm. De blauwgrijze banden zijn de krasbanen waarlangs het kristalplaatje wordt gebroken om de schakelingen van elkaar te scheiden. In de blauwe gebieden bestaat de bovenste laag uit oxide, in de witte gebieden uit aluminium.
b) Schets van één cel van het schuifregister. De gebieden die met oxide zijn bedekt, zijn geschaduwd; licht als zich onder het oxide alleen substraatmateriaal bevindt, en donker als zich onder het oxide een gediffundeerd gebied bevindt. De gebieden waar aluminium is opgedampt, zijn wit gelaten, ongeacht de ondergrond. De getrokken lijnen in het aluminium geven grenzen aan tussen gediffundeerde gebieden en substraatmateriaal; de onderbroken lijnen geven gebieden aan met een dunne laag oxide (dit is meestal de isolatielaag onder een stuurelektrode). Deze grenzen zijn op de foto ook zichtbaar doordat hier een hoogteverschil optreedt. De contactvensters zijn gearceerd; het zijn de plaatsen waar de aluminiumlaag contact maakt met een onderliggend gediffundeerd gebied van b.v. een toevoer- of afvoerelektrode. De diverse transistors zijn in de schets aangegeven door hun nummer, geplaatst in het kanaal.
Een aantal van deze cellen wordt naast elkaar geplaatst, en de verschillende signalen worden aangesloten op de stroken aluminium die ook op de foto duidelijk zichtbaar zijn. De aarding van de aanvoerelektrodes van Tr_1 en Tr_3 gebeurt door de middelste gediffundeerde laag op een plaats buiten deze schets met het geaarde substraat te verbinden.

zodat ook Tr_1 gaat geleiden. Bij het wegvallen van de schuifimpulsen gaat Φ_1 weer naar het nulniveau; dan gaat Tr_5 weer uit geleiding, maar de negatieve spanning op C_1 blijft gehandhaafd en Tr_1 blijft in geleiding. Tegelijkertijd worden Φ_2 en Φ_3 weer negatief, zodat Tr_6 en Tr_7 weer gaan geleiden. Door het verschil in flanksteilheid van deze impulsen komt Tr_7 iets eerder in geleiding, zodat eerst C_2 zich ontlaadt via deze transistor en Tr_1; de transistor Tr_3 gaat hierdoor uit geleiding en V_o wordt negatief. Inmiddels gaat ook Tr_6 geleiden en wordt de rondkoppeling hersteld, maar nu met een negatieve uitgangsspanning, C_1 negatief geladen en C_2 ontladen. De informatie kan nu weer voor onbeperkte tijd worden bewaard.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het principe van deze cel is dus vrij eenvoudig. Tijdens het schuiven wordt de rondkoppeling verbroken; de oude informatie wordt aan de uitgang vastgehouden door de condensator C_2, die de omkeerschakeling Tr_3-Tr_4 in de oude stand houdt. De nieuwe informatie wordt intussen op C_1 gezet, zodat Tr_1-Tr_2 de nieuwe stand aanneemt. Daarna wordt eerst C_2 op de nieuwe spanning gebracht (via Tr_7), zodat Tr_3-Tr_4 in de nieuwe stand komt, en daarna wordt de rondkoppeling hersteld via Tr_6.

Tijdens het doorschuiven van de informatie wordt tweemaal gebruik gemaakt van een capacitief geheugen. De condensator C_1 behoeft de lading slechts te behouden tijdens de negatiefgaande flank van Φ_3, nl. totdat de rondkoppeling is hersteld, terwijl C_2 de lading moet behouden gedurende de tijd dat Φ_2 en Φ_3 op het nulniveau zijn. Beide condensatoren kunnen alleen leeglopen via de lekstroom van de *P-N*-overgang van Tr_6 resp. Tr_7. Bij kamertemperatuur kan de tijdconstante van deze ontlading een waarde van enkele tientallen milliseconden hebben; vergelijken we dit met de gebruikelijke impulsduur van 1-20 µs, dan zien we dat de geheugenwerking van de capaciteiten ruimschoots voldoende is.

De maximaal toegestane frequentie van de schuifimpulsen is afhankelijk van de snelheid waarmee de schakeling omslaat in de andere stand. Deze snelheid wordt bepaald door de tijd die nodig is voor het opladen van C_1 of C_2. Bij de hierboven beschreven overgang van stand 1 naar stand 0 moet C_1 worden opgeladen via de transistor Tr_4 van de voorafgaande schakeling. Tijdens de overgang van 1 naar 0 moet C_2 worden opgeladen via Tr_2 en Tr_7. Aangezien Tr_2 en Tr_4 weerstandstransistors zijn, hebben ze een vrij hoge weerstand; combineert men ze echter met schakeltransistors van minimale afmetingen (C_1 en C_2 zijn dan omstreeks 50 fF), dan kan men voor het opladen van de capaciteiten toch een *RC*-tijd van slechts 50 ns bereiken. Dit geeft in de geschetste situatie, dus bij het doorgeven van informatie tussen twee opeenvolgende cellen binnen het schuifregister, een maximale herhalingsfrequentie van de schuifimpulsen van 1 MHz. De snelheid van het register als geheel wordt uiteraard, op dezelfde wijze als is beschreven bij de NOR-poort, nadelig beïnvloed door de uitgangstrap; in de praktijk is de maximale frequentie b.v. 250 kHz.

Het dynamische schuifregister

Fig. 10a toont het schema van een cel van een dynamisch schuifregister met MOS-transistors. Het niveau van de uitgangsspanning V_o geeft weer de stand van de cel aan, en V_i de stand van de voorafgaande cel. C_1 en C_2 zijn de capaciteiten van de stuurelektrodes van Tr_1 en Tr_4, C_1' is de capaciteit C_1 van de volgende cel. Er zijn vier stuursignalen Φ_1, Φ_2, Φ_3 en Φ_4 (fig. 10*b*), die bestaan uit reeksen negatieve schuifimpulsen; bij elke groep van vier schuifimpulsen wordt de spanning van de ingang overgenomen door de uitgang. We zien in fig. 10*a* dat zowel Φ_1 als Φ_3 op twee punten aan de schakeling worden toegevoerd. *Fig. 11a* is een foto van een gedeelte van een dynamisch schuifregister waarin deze cel is toegepast; in fig. 11*b* is weer een schets gegeven van één cel uit dit register.

Voor het verklaren van de werking van de cel gaan we uit van de situatie dat V_i negatief is; Tr_1 is dan geleidend. Op het moment dat de eerste schuifimpulsen verschijnen, worden Φ_1 en Φ_2 negatief, zodat ook Tr_2 en Tr_3 gaan geleiden. De capaciteit C_2 zal nu, vanuit de bron die de spanning Φ_1 levert, tot een negatieve spanning worden opgeladen, en wel via Tr_3 en via de serieschakeling van Tr_1 en Tr_2. Daarna wordt Φ_1 weer nul, terwijl Φ_2 nog negatief blijft. Tr_3 gaat hierdoor uit geleiding, maar Tr_1 en Tr_2 blijven in geleiding, en aangezien de toevoerelektrode van Tr_1 nu op het nulniveau is, ontlaadt C_2 zich via deze transistors. Als Φ_2 daarna ook nul wordt, is C_2 dus nagenoeg ontladen. Verschijnen nu de schuifimpulsen van Φ_3 en Φ_4, dan gaan weliswaar Tr_5 en Tr_6 geleiden, maar Tr_4 blijft uit geleiding doordat C_2 ontladen is. C_3 wordt nu wel opgeladen (uitsluitend via Tr_6), maar kan zich als Φ_3 weer nul wordt niet meer ontladen. Als Φ_4 ook nul is geworden,

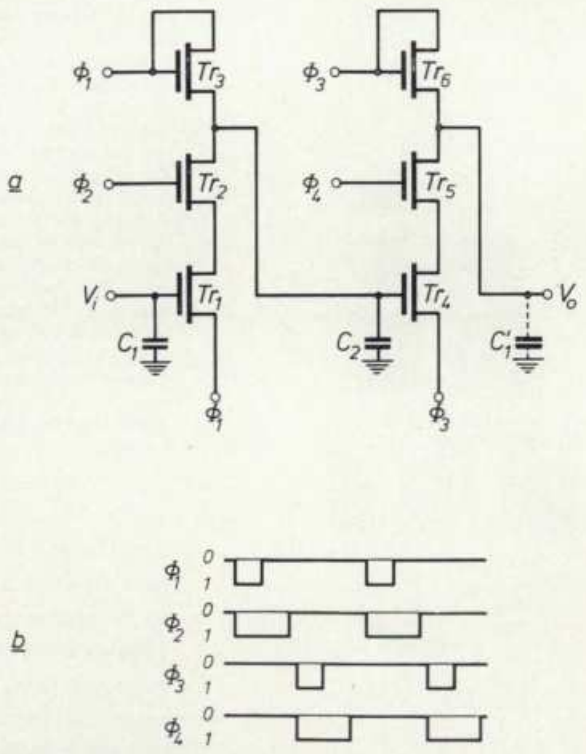
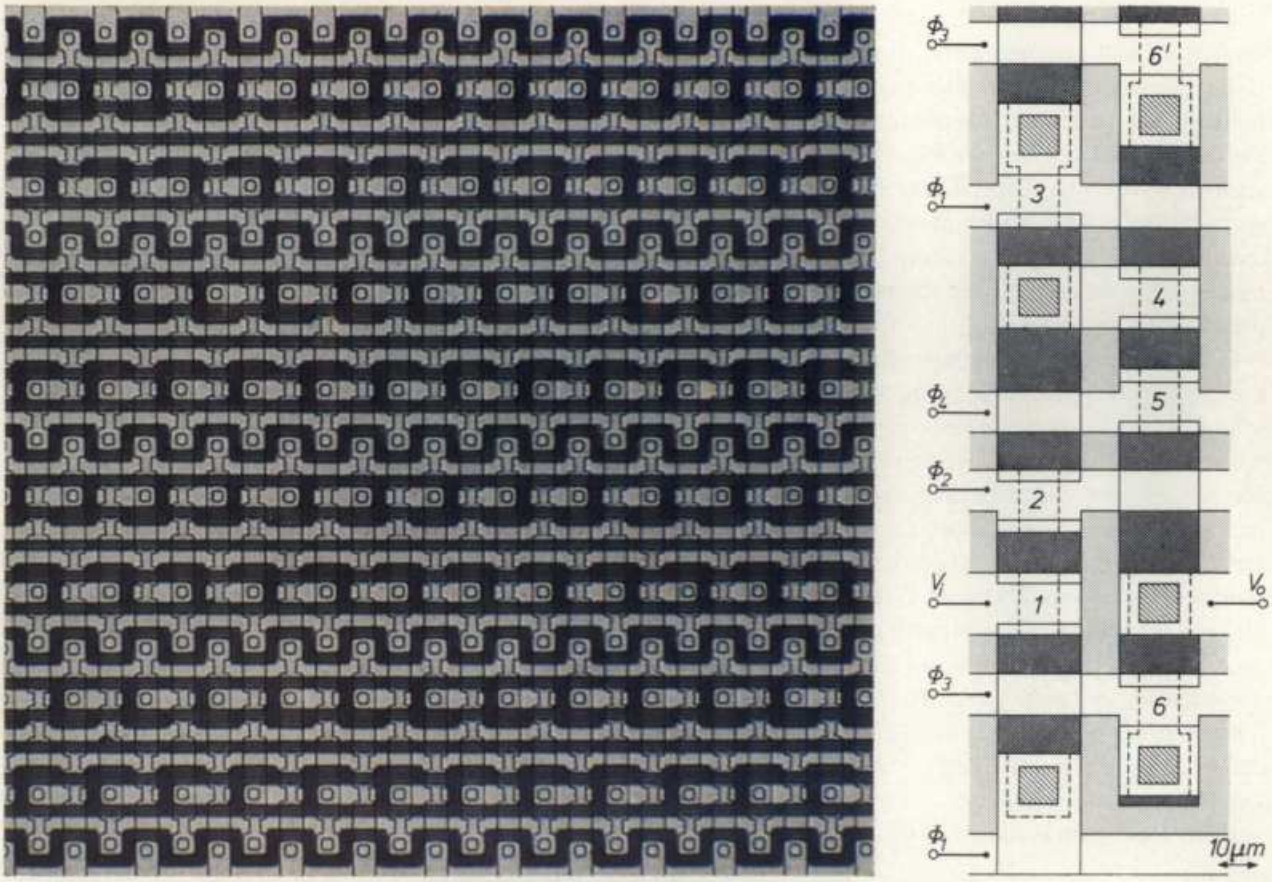


Fig. 10. *a*) Schema van een cel van een dynamisch vierfazenschuifregister. De uitgangsspanning V_o geeft de stand van de cel aan, en V_i de stand van de voorafgaande cel. *b*) De stuursignalen Φ_1, Φ_2, Φ_3 en Φ_4 bestaan uit reeksen negatieve impulsen; door elke groep van vier van deze schuifimpulsen wordt de informatie van de ingang doorgeschoven naar de uitgang.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a b

Fig. 11. *a*) Gedeelte van een dynamisch schuifregister dat is samengesteld uit cellen zoals afgebeeld in fig. 10*a*. *b*) Schets van één cel van het schuifregister. De verschillende gebieden zijn op dezelfde wijze aangeduid als in fig. 9*b*.

De cellen zijn op het kristalplaatje in een rij naast elkaar geplaatst en de diverse spanningen worden aangesloten op de stroken aluminium. Op de foto zijn vier van dergelijke rijen cellen boven elkaar zichtbaar, waarbij steeds de stroken voor de spanningen Φ_1 en Φ_3 gezamenlijk worden gebruikt; de transistor Tr_6' in de schets behoort dan ook bij een cel van een volgende rij.

resteert op de uitgang dus een negatieve spanning.

In het geval dat de ingangsspanning op het nulniveau is, kan C_2 zich niet ontladen, doordat Tr_1 niet in geleiding komt. C_2 blijft dus negatief, waardoor C_3 zich daarna weer wèl kan ontladen en de uitgangsspanning nul wordt. We zien dat in beide gevallen na vier schuifimpulsen de spanning die op de ingang stond, is doorgeschoven naar de uitgang. Omdat bij dit proces vier fazen zijn te onderscheiden, noemt men een dergelijke schakeling een *vierfazen*-schuifregister.

Het dynamische schuifregister van fig. 10*a* berust op de geheugenwerking van de capaciteiten C_1 en C_2. Deze capaciteiten ontladen zich echter ten gevolge van de lekstromen in de *P-N*-overgangen van de corresponderende transistors, en aangezien bij de dynamische schakeling geen rondkoppeling optreedt zoals bij de statische, zou de informatie na verloop van tijd verloren gaan. Om dit te voorkomen wordt het ladingsverlies regelmatig aangevuld door de signalen Φ_1 en Φ_3, en dit betekent dat het gehele schuifimpulspatroon met een bepaalde frequentie moet worden herhaald. Het register blijft dus voortdurend de informatie doorschuiven. De minimale frequentie waarmee de schuifimpulsen moeten worden toegevoerd, is afhankelijk van de grootte van de capaciteiten en van de lekstromen. Door dit laatste is deze frequentie afhankelijk van de temperatuur; bij kamertemperatuur kan men volstaan met enige tientallen hertz, maar bij iedere temperatuurstijging van 10 °C neemt de minimaal vereiste frequentie met een factor 2 toe.

Bij de statische schuifregisters heeft men MOS-transistors van verschillende afmetingen nodig (schakel- en weerstandstransistors) om de gewenste spanningsdeling in de omkeerschakelingen te bereiken. Bij de dynamische registers is dit niet nodig en kan men volstaan met schakeltransistors van minimale afmetingen. Vergeleken met het statische schuifregister van fig. 8*a* zijn de capaciteiten C_1 en C_2 in fig. 10*a* ongeveer even groot,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

maar ze worden tijdens het schuiven opgeladen via transistors met een weerstand die een factor 10 lager is dan die van de weerstandstransistors in het statische register. De maximaal toegestane schuiffrequentie is hierdoor bij het dynamische schuifregister een orde van grootte hoger dan bij het statische, hij bedraagt nl. ongeveer 10 MHz. Een verder gevolg van het uitsluitend toepassen van schakeltransistors is dat men bij dynamische registers een hogere componentendichtheid op het kristal kan bereiken.

Ook wat betreft de dissipatie onderscheidt het dynamische register zich in gunstige zin. Bij het statische schuifregister loopt altijd door een van beide omkeerschakelingen stroom; de dissipatie is hier per cel 2 mW. Bij het dynamische schuifregister kan geen stroom rechtstreeks naar aarde vloeien; er wordt uitsluitend energie gedissipeerd bij het opladen van de capaciteiten tijdens het schuiven. Hierdoor is de dissipatie aanzienlijk kleiner dan in het statische geval, en bovendien evenredig met de frequentie van de schuifimpulsen. De dissipatie is per cel 50 μW/MHz; zelfs bij een impulsfrequentie van 5 MHz is de dissipatie per cel dus slechts 250 μW, wat aanzienlijk beter is dan de 2 mW per cel van het statische register.

Zoals hierboven reeds werd gezegd, moet men deze voordelen hiermee betalen dat de informatie niet op dezelfde plaats kan blijven staan en dat er een ingewikkelder combinatie van schuifimpulsen nodig is.

Samenvatting. Aangezien de toevoer- en afvoerelektrodes van MOS-transistors door een depletielaag zijn geïsoleerd van het substraat, waardoor isolatiediffusies overbodig zijn, kan men MOS-transistors met een zeer hoge dichtheid op een kristalplaatje aanbrengen. Hierdoor, en door de lage dissipatie van de MOST's, zijn deze zeer geschikt voor toepassing in geïntegreerde schakelingen. In dit artikel worden na een korte beschrijving van de technologie enkele voorbeelden van dergelijke schakelingen gegeven. Als eerste een logicaschakeling: de NOR-poort; hierin zijn de MOST's als schakelaar en als weerstand gebruikt, dit laatste wegens de kleinere afmetingen van de MOST vergeleken met een gediffundeerde weerstand van dezelfde weerstandswaarde. Bij de overige voorbeelden, een statisch en een dynamisch schuifregister, is in de schakeling gebruik gemaakt van de specifieke eigenschappen van de MOST, nl. de zeer grote ingangsimpedantie en het feit dat de stroom door een MOST in beide richtingen kan vloeien. Een cel van het statische register bestaat uit een bistabiele wipschakeling; de cel van het dynamische register berust op de geheugenwerking van een capaciteit. Er is bij deze laatste geen rondkoppeling die verhindert dat de informatie verloren gaat, daarom moet de spanning op de capaciteit voortdurend worden aangevuld door de schuifimpulsen (hier 4 impulsen per cyclus). Dit betekent dat de informatie in dit register met een bepaalde minimale frequentie doorgeschoven moet worden. Het dynamische register heeft, vergeleken met het statische, als voordelen dat de maximale impulsfrequentie een factor 10 hoger is (10 MHz tegen 1 MHz) doordat alleen MOST's van minimale afmetingen gebruikt worden, en dat de dissipatie lager is (50 μW/MHz per cel tegen 2 mW per cel).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

Een MOS-geheugen met selectieve bedrading

A. F. Beer

Inleiding

De laatste jaren is er steeds meer belangstelling ontstaan voor de mogelijkheid om voor rekenmachinegeheugens geïntegreerde schakelingen te gebruiken. Voor deze belangstelling is een aantal redenen aan te wijzen. De eerste is dat ook voor de logische functies in rekenmachines reeds geïntegreerde schakelingen worden gebruikt. Doordat deze schakelingen betrekkelijk zwakke signalen afgeven, stoot men ermee op moeilijkheden bij het besturen van kerngeheugens. Deze moeilijkheden zouden vervallen wanneer ook voor de geheugens geïntegreerde schakelingen zouden kunnen worden gebruikt. Verder kunnen geïntegreerde geheugens sneller en goedkoper zijn. Tegenover de lage kostprijs van de schakelingen staat echter het nadeel dat de kosten, verbonden aan het samenstellen ervan tot grotere eenheden, hoog zijn. Ten einde op een economisch verantwoorde wijze halfgeleidergeheugens te maken, is het daarom noodzakelijk zo veel mogelijk geheugenelementen (bits) tot één eenheid te verenigen. Een dergelijke aanpak wordt wel aangeduid met de naam „large-scale integration" (LSI).

In het Mullard-Laboratorium is een volledig geïntegreerd geheugen in ontwikkeling van 32 woorden van 32 bits met onafhankelijke selectieschakelingen voor lezen en schrijven en waarvan de lees-schrijfcyclus ten hoogste 450 ns duurt. In dit artikel vindt men een beschrijving van het ontwerp van dit geheugen alsmede van de technologische problemen die optreden bij het realiseren ervan.

In de schakelingen der geheugenelementen werd de MOS-transistor als actief element gekozen, omdat te verwachten was dat de eenvoudige wijze van fabricage tot hoge opbrengsten zou leiden en er bovendien een hoge pakkingsdichtheid verkregen zou kunnen worden. Maar zelfs met MOS-transistors is het onwaarschijnlijk dat de opbrengst hoog genoeg zal zijn om een geheugen met 1024 elementen zonder één fout op een siliciumplaatje aan te brengen. Er werd daarom besloten op zo'n plaatje meer geheugenelementen aan te brengen dan het vereiste aantal, deze te beproeven en vervolgens een patroon van verbindingen te ontwerpen dat de goede exemplaren met elkaar verbindt en de slechte overslaat. Deze door ons gekozen aanpak om het probleem der large-scale integration de baas te worden, wordt wel „selectieve bedrading" genoemd (Engels: discretionary wiring). Bij het in dit artikel beschreven geheugen wordt uitgegaan van een matrix van 40×40 elementen. Een geschikt gekozen verbindingspatroon verbindt 1024 exemplaren hiervan tot een geheugen met 32 woorden en 32 bits per woord.

Toen we het eerste ontwerp voor dit artikel maakten waren verscheidene werkende geheugens van kleinere omvang verkregen, maar bij die van 1024 elementen waren er steeds enige elementen die niet werkten. Onderzoek heeft geleerd dat deze elementen geen contact maakten met de verbindingslijnen. Die moeilijkheid is inmiddels overwonnen.

In het volgende hoofdstuk zullen de verschillende wegen waarlangs men tot grote geïntegreerde schakelingen kan komen kort worden besproken. Daarna behandelen we achtereenvolgens het ontwerp, de fabricage en het controleren van de schakelingen der geheugenelementen, de strategie die gevolgd wordt bij het maken van het verbindingspatroon en vervolgens de wijze waarop de daarvoor vereiste maskers worden gemaakt. Het artikel wordt besloten met een bespreking van de tot nu toe bereikte resultaten en met enige overwegingen betreffende de produktiekosten die men moet verwachten, zowel bij toepassing van selectieve bedrading als bij toepassing van andere methodes voor het maken van grote geïntegreerde geheugens.

Methodes voor LSI

De huidige stand van de technologie biedt de mogelijkheid om met een redelijke opbrengst geheugens van ongeveer 128 bits te maken. Naarmate de techniek voortschrijdt zal dit aantal wel groter worden, maar het is niet waarschijnlijk dat dit snel zal gaan. Nu zullen halfgeleidergeheugens vooral gebruikt worden in computers, maar daar vereist zelfs een kleine machine aldra 250 000 bits (dat zijn ca. 2000 geheugens van 128 bits). Zoals reeds in de inleiding werd gezegd, is het afzonderlijk inkapselen van elke kleine eenheid en het samenstellen van een groot aantal ingekapselde eenheden tot één geheel een kostbare zaak. Daarom zijn voor het maken van grote geïntegreerde schakelingen nieuwe technieken nodig.

A. F. Beer, B.A.Sc., medewerker van Mullard Research Laboratories, Redhill, Surrey, Engeland.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

Daarvoor zijn twee methodes voorgesteld. In één ervan, het zg. meerdelige systeem (Engels: multi-chip system) worden langs conventionele wegen kleine geheugeneenheden gemaakt, maar in plaats van iedere eenheid in een omhulling te monteren, wordt een aantal eenheden op een geschikt substraat gemonteerd, met gebruikmaking van technieken als „beam leads" of „flip chips". Op het substraat wordt van te voren een verbindingspatroon aangebracht dat de eenheden op zodanige wijze met elkaar verbindt dat een groter geheugen verkregen wordt. De aldus verkregen platen worden vervolgens weer samengesteld tot nog grotere gehelen, waarbij dezelfde methodes worden gebruikt als toegepast bij het assembleren van platen met gedrukte bedrading. Het aantal bits per geheugeneenheid en het aantal eenheden op één substraat hangen af van de opbrengst en van de kosten van de vereiste procédés. Men kan thans platen maken van één- à tweeduizend bits.

De tweede methode, de methode der selectieve bedrading, is ontworpen om op één enkel siliciumplaatje een zo groot mogelijk geheugen te kunnen maken. Hiertoe worden op het siliciumplaatje meer schakelingen aangebracht dan er uiteindelijk gebruikt worden, deze worden gecontroleerd en vervolgens wordt een verbindingspatroon ontworpen en aangebracht dat de goede schakelingen verbindt en de slechte overslaat. Op deze wijze kan een geheugen dat equivalent is met een complete multi-chip-plaat als één geheel gemaakt worden, en het assemblagewerk dat nodig is om een compleet computergeheugen te vormen wordt tot een minimum teruggebracht.

Het in iedere schakeling onder te brengen aantal bits en de afmetingen van het uiteindelijke geheugen worden, net als bij het meerdelige systeem, bepaald door de opbrengst en de kosten van de vereiste processen. Voor het hier te beschrijven MOS-transistorgeheugen werd besloten dat het 1024 bits zou moeten kunnen bevatten en dat iedere schakeling slechts één bit zou bevatten. Het aantal vereiste extraschakelingen hangt af van de opbrengst en van het beschikbare verbindingsschema. In ons geval bleek een bevredigend resultaat te kunnen worden verkregen als we uitgingen van een geheel van 40×40 schakelingen.

Er is reeds veel geschreven over de voor- en nadelen van het meerdelige systeem, de methode met selectieve bedrading en de methode met vaste bedrading [1]. Wij willen daar in dit artikel niets aan toevoegen behalve de opmerking dat door de eenvoudige, periodieke bouw van het geheugen het berekenen en maken van het verbindingspatroon niet moeilijk is. Op grond daarvan mag men verwachten dat de produktiekosten niet al te hoog zullen worden en een geheugen met selectieve bedrading zal kunnen concurreren met andere.

De schakelingen

De geheugenelementen

Hoewel de methode van selectieve bedrading minder hoge eisen aan de opbrengst stelt, is een redelijk hoge opbrengst toch wel noodzakelijk, zoals we zullen zien in het hoofdstuk waarin de wijze van berekening van het verbindingspatroon behandeld wordt. Verder eist selectieve bedrading een groter siliciumoppervlak dan andere systemen, doordat er een aantal extraschakelingen moet worden aangebracht. Het is daarom wenselijk procédés te gebruiken die een hoge opbrengst geven en een hoge pakkingsdichtheid mogelijk maken. Deze voorwaarden leiden direct tot de keus van de enkelvoudige MOS-transistor als actief element, omdat het maken ervan eenvoudiger en de pakkingsdichtheid hoger is dan bij bipolaire transistors of bij complementaire MOS-transistors (dat zijn combinaties van MOS-transistors met *N*-kanaal en *P*-kanaal in één schakeling). Ondanks de kleinere versterking is de voorkeur gegeven aan de MOS-transistor met *P*-kanaal omdat deze gewoonlijk van het verrijkingstype is, wat hier vereist wordt.

De voor de geheugenelementen gekozen schakeling is weergegeven in *fig. 1*. Er is van direct gekoppelde logica gebruik gemaakt om een uniform toegankelijk geheugen te krijgen. De schakeling bestaat uit een bistabiele schakeling, gevormd door twee actieve transistors T_1 en T_4 alsmede twee belastingstransistors T_2 en T_3. Verder is er nog een transistor T_5 voor het inschrijven en zijn er twee, T_6 en T_7, voor het uitlezen.

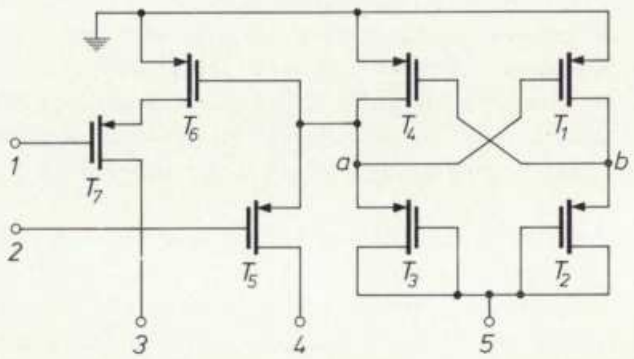


Fig. 1. De schakeling van één geheugenelement. Deze schakeling bestaat uit een bistabiele wipschakeling (de MOS-transistors T_1 t/m T_4), een MOS-transistor voor het inschrijven (T_5) en twee MOS-transistors voor het uitlezen (T_6 en T_7). *1* woordleeslijn. *2* woordschrijflijn. *3* bitleeslijn. *4* bitschrijflijn. *5* voedingslijn.

De parameters van de actieve en de belastingstransistors moeten op elkaar worden afgestemd om de geschikte logische niveaus, dissipatie en snelheid te verkrijgen. Als het knooppunt *a* zich in de „1"-toestand bevindt, is zijn potentiaal $-V - V_{th}$, waarin $-V$ de voedingsspanning is en V_{th} de drempelspanning van de transistor bij geaard substraat (bij de hier gebruik-

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

te MOS-transistors is V_{th} negatief). Bij deze potentiaal zal de transistor T_1 zo sterk geleiden dat de potentiaal op knooppunt b hoger is dan V_{th}, zodat T_4 niet geleidt. Een verhouding van ongeveer 10:1 tussen de versterkingsfactoren van de actieve transistors (T_1, T_4) en die van de belastingstransistors (T_2 en T_3) is daarvoor voldoende. Liggen de verhoudingen van de versterkingsfactoren eenmaal vast, dan kan men de waarden ervan zo instellen dat een redelijk compromis tussen snelheid en dissipatie verkregen wordt.

Het instellen van een geheugenelement — dit is het toevoeren van informatie — geschiedt door via de woordschrijflijn een negatieve impuls toe te voeren aan de stuurelektrode van T_5, waardoor de spanning op het punt a hetzij ongeveer nul wordt („0"-stand) ofwel naar $-V - V_{th}$ gaat („1"-stand) ten gevolge van de spanningsverandering van de afvoerelektrode van T_5. De tijd die nodig is om het geheugenelement in de gewenste toestand te brengen, hangt af van de snelheid waarmee de met het punt b verbonden capaciteiten kunnen worden geladen tot $-V - V_{th}$ via de belastingstransistor T_2, of ontladen via de actieve transistor T_1. Daar T_2 een veel kleinere versterkingsfactor heeft dan T_1, zal de potentiaalverandering van het punt b in de negatieve richting, d.w.z. de overgang van het geheugenelement van de „1"- in de „0"-stand het langzaamst zijn. De met het knooppunt b verbonden capaciteiten zijn de capaciteit van de stuurelektrode van T_4, die van de afvoerelektrode van T_1 (of van de toevoer van T_2), een gedeelte van de kanaalcapaciteit van T_2 en nog een zekere spreidingscapaciteit van de verbindingen.

De dissipatie van de schakeling wordt bepaald door de weerstand van de belastingstransistors in geleidende toestand. Door de breedte van de transistor te verkleinen en de lengte (de afstand tussen de toe- en afvoer) niet te veranderen, kan men bij gelijkblijvende versterkingsfactor de weerstand van de transistor vergroten en de capaciteit evenredig verkleinen, zodat de dissipatie afneemt terwijl toch de snelheid dezelfde blijft. Dit gaat op totdat de transistors zo klein worden dat de spreidingscapaciteit van de aluminiumverbindingen gaat domineren. De tijdconstante van het punt b begint toe te nemen bij een dissipatie van ongeveer 3 mW en neemt bij 1 mW zeer snel toe. De schakeling voor het geheugenelement is ontworpen om te werken bij 2 mW, waarbij de stijgtijd nog maar weinig is toegenomen. Het punt b heeft dan ongeveer 150 ns nodig voor een overgang in negatieve richting en ongeveer 50 ns voor een overgang in de andere richting.

De overgang in negatieve richting kan sneller gemaakt worden door een met T_5 analoge extratransistor aan de schakeling toe te voegen die verbonden is met het punt b en waarvan de stuurelektrode verbonden is met die van T_5. Dan zou de potentiaal van zowel het punt a als het punt b omhoog en omlaag gebracht worden via deze transistor met lage impedantie en zouden beide overgangen slechts 50 ns vereisen. Een dergelijke schakeling zou echter een extra bitschrijflijn noodzakelijk maken, waardoor het verbindingspatroon ingewikkelder zou worden.

Het uitlezen van een geheugenelement gebeurt door stroomaftasting buiten het siliciumplaatje. De stroom loopt via de bufferversterker T_6 en de stuurtransistor T_7. Aldus is de belasting van de wipschakeling tot een minimum gereduceerd en heeft men een redelijk snelle, niet destructieve wijze van uitlezen. Daar het wenselijk is voor het aftasten van de stroom bipolaire transistors te gebruiken, moeten deze buiten het siliciumplaatje aangebracht worden en ze kunnen in een groot geheugen ook dienst doen voor de andere geheugenplaatjes.

De werking van de schakeling is gesimuleerd met behulp van een computer (Elliot 503) [2]. Hierbij is gebleken dat de gekozen schakeling grote variaties in de parameters van de transistors toelaat. De schakeling zal betrouwbaar functioneren als de factor β [3] tussen 0,27 en 0,41 A/V² ligt en als de drempelspanning V_{th} tussen —5 en —2 V ligt, althans wanneer de voedingsspanning ten minste drie maal zo groot is als de drempelspanning.

De selectieschakelingen

Als het plaatje dat de 1024 geheugenelementen bevat in een huls gemonteerd wordt als eenvoudig geheugen met 32 woorden van 32 bits, zijn er in totaal tussen het plaatje en de huls 130 verbindingen nodig, voor ieder der 32 schakelingen namelijk een verbinding met de punten *1* t/m *4* (fig. 1) en verder een verbinding voor de voeding *5* en een voor de aarding. Dit is natuurlijk een onbevredigend groot aantal, maar er kan een verbetering bereikt worden door op het siliciumplaatje selectieschakelingen aan te brengen. Hierbij blijft de inrichting van het geheugen onaangetast, maar het aantal lees- en schrijfverbindingen voor de woorden wordt sterk gereduceerd. Het is dan wel noodzakelijk dat de wijze van aanbrengen van deze schakelingen verenigbaar is met het produktieprocédé van de geheugentransistors. De eenvoudigste manier om dat te bereiken is deze dat voor de actieve elementen in de selectieschakelingen eveneens MOS-transistors gebruikt worden. Wel worden de schakelingen dan iets langzamer dan wanneer men bipolaire transistors zou gebruiken.

---

[1] Zie b.v. R. L. Petritz, Current status of large scale integration technology, IEEE J. Solid-State Circuits **SC-2**, 130-147, 1967, en D. A. Hodges, Large-capacity semiconductor memory, Proc. IEEE **56**, 1148-1162, 1968.

[2] L. F. Gee, D. W. Parker en P. Swift, An M.O.S.T. store, Information Processing 68, Proc. IFIP Congress, Edinburgh 1968, Vol. 2, blz. 778-782.

[3] De betekenis van de factor β en van de spanning V_{th} wordt besproken in het artikel van J. A. van Nielen in dit nummer, blz. 217.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

We hebben verschillende selectieschakelingen op hun merites onderzocht. In *fig. 2* ziet men een volledig binair selectiesysteem dat de 32 verbindingen voor het schrijven of lezen van woorden tot één invoer- en tien stuurlijnen reduceert. Deze schakeling is echter erg traag, doordat er vijf in serie geschakelde MOS-transistors in voorkomen. Men kan dit verbeteren door van vijf vertakkingen in tweeën over te gaan op één in tweeën gevolgd door twee in vieren. Op die manier is de vertraging te reduceren tot ongeveer 450 ns. wat toch ook nog vrij lang is. De schakeling die we uiteindelijk hebben gekozen ziet men in *fig. 3*. Er is één verbinding méér nodig dan in het voledige binaire systeem (in totaal zijn er dus 12) en bovendien is de schakeling incompleet in die zin dat er nog een extraselectie buiten het siliciumplaatje nodig is om de acht toevoerleidingen te scheiden. In een geheugen dat zo groot is dat er meerdere plaatjes nodig zijn, kan deze extraselectie gecombineerd worden met de selectie tussen de plaatjes.

Het volledige geheugen heeft onafhankelijke schrijf- en leesschakelingen. Een volledige schrijf-leescyclus duurt ongeveer 450 ns; lezen alléén vereist, inclusief selectie, ongeveer 150 ns.

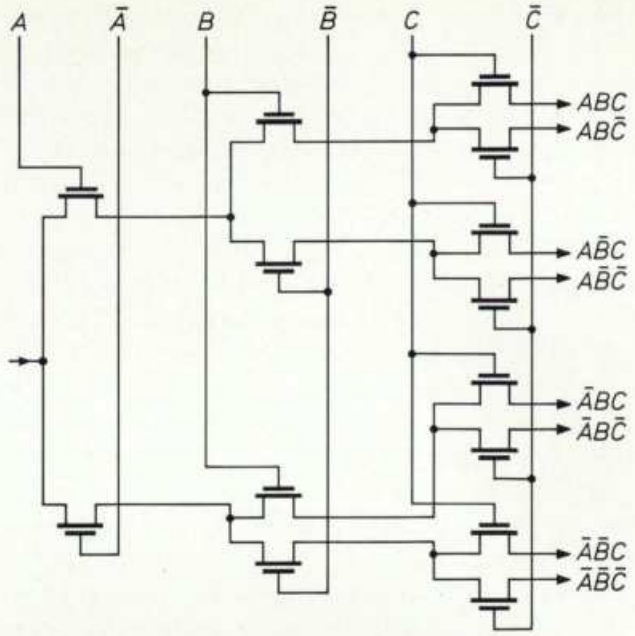


Fig. 2. Drie van de vijf trappen van een volledig binaire selectieschakeling voor het reduceren van 32 woordschrijf- of -leeslijnen tot één ingang. Er zijn tien stuurlijnen (A, $\bar{A}$ enz.). Een dergelijk systeem is erg langzaam.

Het maken van een geheugenplaatje

De procédés met behulp waarvan de 40×40 geheugenschakelingen op een siliciumplaatje worden aangebracht, zijn grotendeels conventioneel. De MOS-transistors worden gemaakt in een 10 μm dik laagje N-silicium van 3 Ωcm dat epitactisch is aangebracht op N^+-silicium en dat georiënteerd is in de $\langle 100 \rangle$-richting. Het werken met een epitactische laag is hier nodig om in het substraat een lage weerstand te hebben, want dit fungeert als gemeenschappelijke aarde.

Op het silicium wordt door behandeling met stoom een dikke (800 nm) oxidelaag aangebracht die als masker fungeert bij het daaropvolgende diffusieproces. Toevoer- en afvoergebied zijn boriumdiffusies, verkregen uit geoxideerde plaatjes boriumnitride. Na het opnieuw oxideren, waarbij de vensters voor de boriumdiffusie gesloten worden, en het maken van nieuwe vensters wordt een fosfordiffusie uitgevoerd om de gebieden die geaard worden van een goed geleidend contact met het substraat te voorzien. De fosfordiffusies fungeren tevens als kanaalonderbreker in die gebieden waar parasitaire MOS-transistors zouden kunnen ontstaan.

Na de borium- en de fosfordiffusie wordt de dikke oxidelaag weggeëtst op plaatsen waar de contacten voor de toevoer en de afvoer alsmede de stuurelektroden moeten komen, en vervolgens wordt in een atmosfeer van zeer droge zuurstof bij 1200 °C een nieuwe oxidelaag aangebracht in een dubbelwandige buis; in één uur geeft zo'n behandeling een oxidelaag van

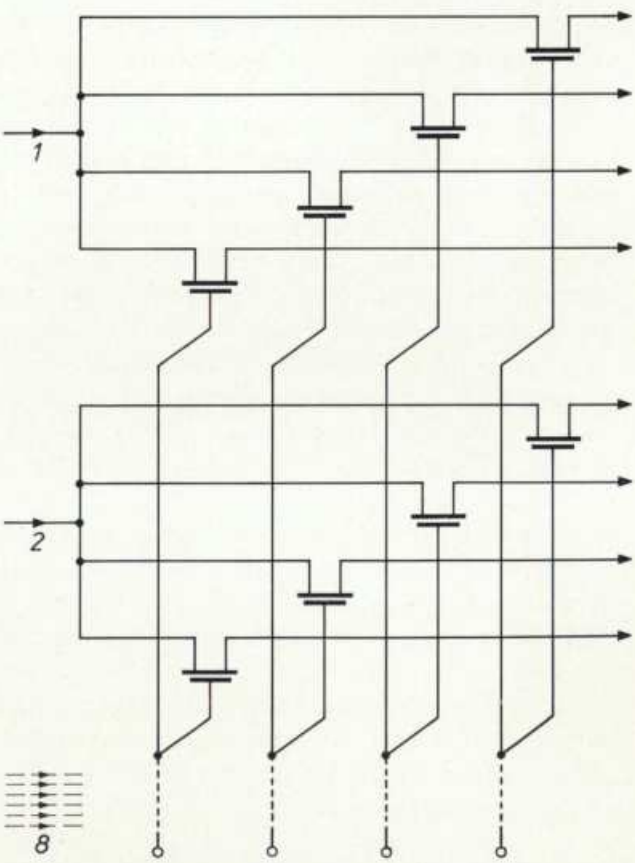


Fig. 3. De selectieschakeling die in het MOST-geheugen gebruikt wordt, bestaat uit acht gelijke groepen van ieder vier MOS-transistors. Het totale aantal ingangslijnen bedraagt 12, dat is één meer dan in de schakeling van fig. 2.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

200 nm. Direct na de oxidatie wordt de zuurstof vervangen door droge stikstof en wordt bij dezelfde temperatuur nog vijf minuten nagegloeid. Na afkoeling wordt op de gebruikelijke wijze ter wille van de stabiliteit een laagje fosfaatglas aangebracht van 15 nm dik.

Met behulp van een dubbel foto-etsprocédé worden in de dunne oxidelaag nu vensters aangebracht en daarna wordt aluminium opgedampt met behulp van een door elektronen gebombardeerde bron. Na het wegetsen van het overtollige aluminium wordt het plaatje bij 450 °C in natte stikstof nagestookt om de oppervlaktetoestanden te verwijderen.

Vervolgens wordt een tweede diëlektrische laag op het plaatje aangebracht. We gebruiken hiervoor thans het liefst SiO_2 dat verkregen is uit de reactie van SiH_4 en O_2, maar er is ook verstoven SiO_2 gebruikt.

In deze oxidelaag worden gaten geëtst naar het daaronder gelegen aluminium, waarna een tweede laag aluminium wordt opgedampt en zodanig weggeëtst dat er contactplaatjes voor een meetsonde overblijven. In *fig. 4a* t/m *c* ziet men resp. een plaatje dat tot dit stadium behandeld is, een foto van een afzonderlijk geheugenelement en een doorsnede door één geheugenelement. Ieder geheugenelement beslaat een oppervlakte van 270×220 μm en wordt iedere 300 μm in beide richtingen herhaald. Men kan zien dat een contactplaatje verbonden is met een schrijf- of leeslijn van een woord of bit of met een voedingslijn, terwijl de aardverbinding tot stand komt via het substraat. De schrijf- en leeslijnen van bits alsmede de voedingslijnen zijn ieder voorzien van twee verbindingen met de bovenste aluminiumlaag. Slechts één daarvan is nodig voor het beproeven van de geheugenelementen, maar beide zijn nodig voor het maken van verbindingen, zoals we later zullen zien.

Als de goede schakelingen zijn geselecteerd en het masker voor de verbindingen gemaakt is, wordt het verbindingspatroon gemaakt door het opdampen en plaatselijk wegetsen van aluminium. Dit is een bewerking die zeer nauw luistert, want elke fout die na het beproeven optreedt maakt gewoonlijk het gehele plaatje onbruikbaar.

Er is een aantal procédés onderzocht, om het percentage plaatjes zonder gebreken (de „verbindingsopbrengst") zoveel mogelijk op te voeren. De tot nu toe bereikte resultaten wijzen erop dat het mogelijk is met aluminium te volstaan, maar dat een hogere opbrengst verkregen moet kunnen worden door twee metalen te gebruiken, zoals molybdeen en goud, waarbij het ene boven op het andere gedampt wordt en waarbij het wegetsen van het overtollige metaal voor ieder afzonderlijk gebeurt. Dit kan het aantal kortsluitingen tussen naburige lijnen verminderen zonder de kans op onderbrekingen in de lijnen te vergroten.

De controle van de geheugenelementen

In een produktieafdeling zal het voldoende zijn een serie goed/fout-controles op ieder element van het geheugen uit te voeren en de verkregen resultaten te gebruiken als uitgangspunt voor het ontwerpen van het verbindingspatroon. Een dergelijke procedure zou bijzonder snel kunnen zijn. Zo zal men bij voorbeeld door gebruik te maken van twee sondeerapparaten die afwisselend verbonden zijn met één meetapparaat en waarbij de sondes in elke meetpositie gelijktijdig vier schakelingen aftasten, twee complete matrices van 40×40 geheugenelementen in ca. twee minuten kunnen doormeten. In het huidige stadium van de ontwikkeling is het evenwel noodzakelijk de resultaten van iedere meting te noteren en elke fout te analyseren om de procédés zodanig aan te passen dat de beste resultaten verkregen worden.

Het huidige meetsysteem bestaat uit een zeer snel sondeerapparaat gecombineerd met een bandponser. Elk element wordt doorgemeten en de resultaten worden op ponsband vastgelegd. De op één band verzamelde gegevens betreffende een geheugen worden dan door een computer geanalyseerd. Van iedere grootheid wordt het gemiddelde en de spreiding berekend. Deze worden dan, te zamen met een „landkaart" van het siliciumplaatje, afgedrukt. Op deze landkaart wordt het resultaat van de aan ieder onderdeel verrichte meting vastgelegd op de plaats die correspondeert met de plaats van dat onderdeel op het siliciumplaatje.

De metingen die aan de schakelingen verricht zijn hebben rechtstreeks betrekking op hun werking als geheugenelement. De schrijfspanningen die nodig zijn om het geheugenelement in stand „1" of „0" te zetten, zijn gemeten, te zamen met de bitschrijfstroom en de aftaststroom die in ieder van de beide standen optreden. Ook zijn de lekstromen gemeten die naar het substraat vloeien vanaf de aftastdraad, de bitschrijfdraad, de woordschrijfdraad, de woordleesdraad en de voedingsleidingen. De metingen worden vergeleken met de specificatie en uitgaande van het resultaat daarvan worden de landkaart en het verbindingspatroon gemaakt.

Hoewel deze metingen voor het controleren van de geheugenelementen zeker voldoende zijn, is het niet altijd mogelijk om eruit af te leiden waaròm een bepaald element niet werkt. Het is daarom handig om met hetzelfde procédé als voor de schakelingen gebruikt wordt, ook afzonderlijke transistors te maken. Uit metingen aan deze transistors kan men de waarden afleiden van de parameters van de transistors die zich in de schakelingen bevinden. In het beginstadium van de ontwikkeling zijn grote reeksen afzonderlijke transistors, die op afzonderlijke siliciumplaatjes waren gemaakt, gemeten en geanalyseerd om de optimale condities voor de vervaardiging ervan te vinden. De laatste

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

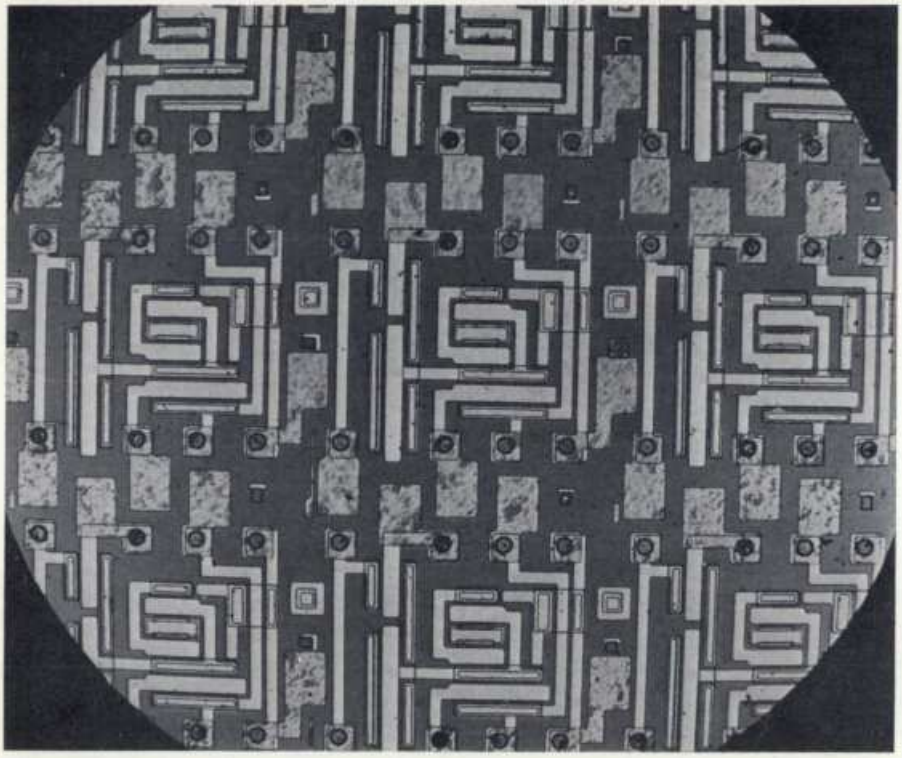


Fig. 4a

Fig. 4b

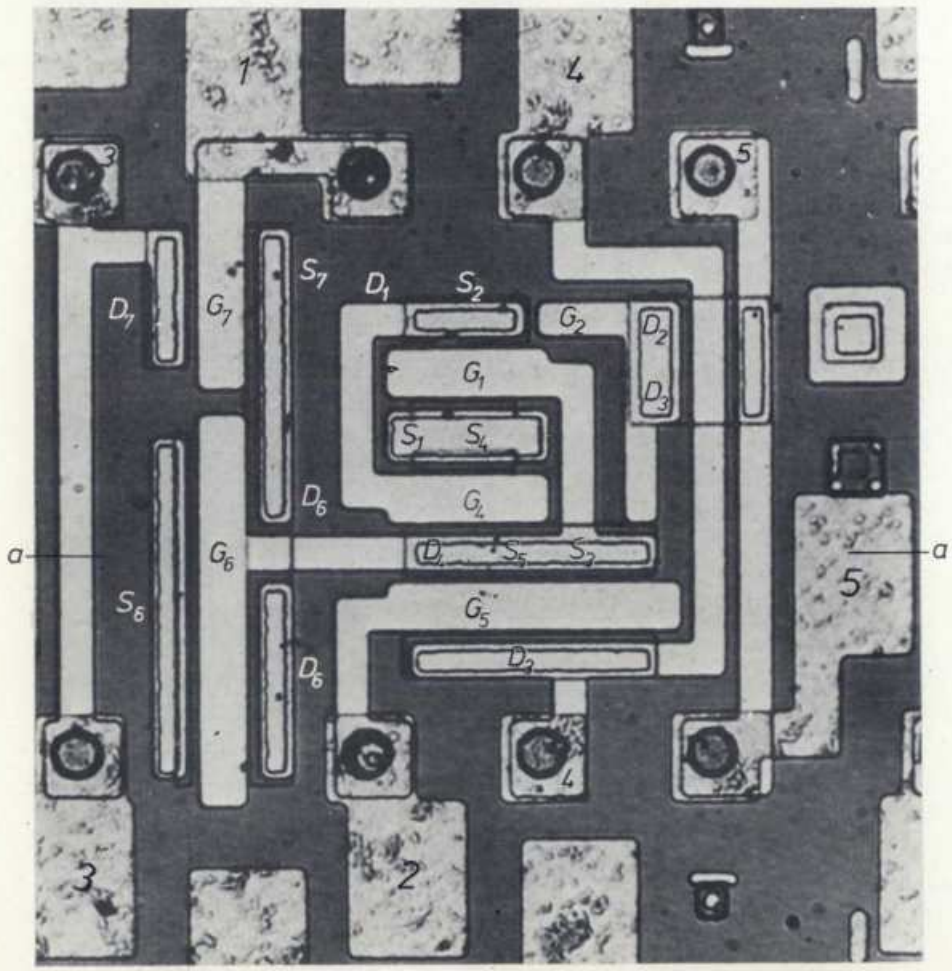


Fig. 4. *a*) Microfoto van een deel van een siliciumplaatje dat zover klaar is dat de geheugenelementen beproefd kunnen worden. Negen van deze schakelingen zijn geheel of gedeeltelijk zichtbaar. Ieder van de vijf aansluitingen van iedere schakeling is voorzien van een contactvlakje. Vergroting 130×.
b) Vergroting van een deel van (*a*), één geheugenelement omvattend. S_i, G_i en D_i zijn de toevoer, de stuurelektroden en de afvoer van de diverse transistors; de indices komen overeen met die in fig. 1, evenals de cijfers in de contactvlakjes.
c) Doorsnede door een geheugenelement (niet op schaal) langs de lijn *a-a*. O_1, O_2 en O_3 zijn de verschillende oxidelagen, *Ph* is een beschermende laag van fosfaatglas en *St* een kanaalonderbreking.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

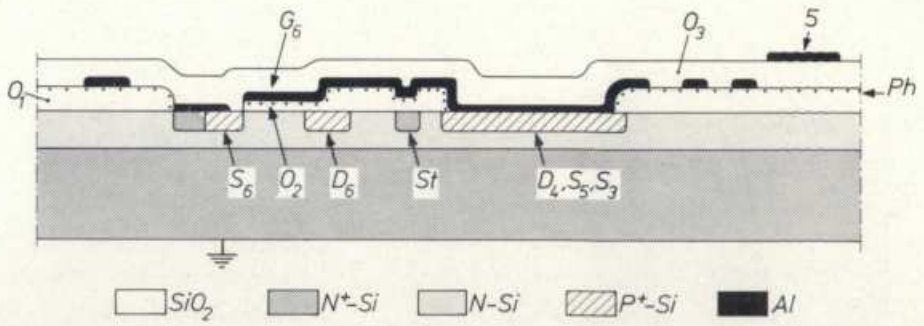


Fig .4c

tijd zijn daarvoor met succes de transistors van de selectieschakelingen gebruikt.

De berekening van het verbindingspatroon

Zoals hierboven is uiteengezet, worden de resultaten van de zojuist beschreven metingen gebruikt om er een verbindingspatroon uit af te leiden dat de goede schakelingen verbindt en de slechte overslaat. Thans willen we in het kort de grondslag schetsen van de algoritme waarmee dit patroon wordt berekend [4].

Zoals men weet is het geheugen ingericht als een woord-georganiseerd geheugen van 32 woorden van ieder 32 bits. Derhalve dienen de woordschrijf- en woordleesdraden te worden verbonden met alle 32 geheugenelementen die één woord vormen, terwijl de aftast- en de bitschrijfdraden met de corresponderende elementen van ieder woord verbonden moeten worden. Alle geheugenelementen hebben een gemeenschappelijke voedingsdraad. Voor het gemak veronderstellen we dat de woordschrijf- en de woordleeslijnen horizontaal lopen en de aftast- en de bitleeslijnen verticaal (van boven naar beneden).

De eerste stap van het procédé is het uitschakelen van elke kolom waarin meer dan 8 niet-werkende geheugenelementen voorkomen. Daarna worden in de overblijvende kolommen de verticale verbindingslijnen aangebracht. Deze lijnen slaan de niet-werkende schakelingen over, maar blijven verwijderd van de naburige kolommen. Hierna wordt b.v. linksboven begonnen met het woord voor woord aanbrengen van de horizontale lijnen. Van kolom naar kolom gaande kunnen de lijnen naar boven of naar beneden springen, zodat iedere niet-afgekeurde kolom één bit tot ieder woord bijdraagt. De sprong die een lijn maakt, mag per kolom niet groter zijn dan één stap naar boven of naar beneden. Het programma is zo ingericht dat eerst een stap naar boven geprobeerd wordt. Leidt dat niet tot succes, dan volgt een stap naar beneden.

Soms zullen zich situaties voordoen waarin een uitwijking van één stap naar boven of beneden niet voldoende is om een afgekeurd geheugenelement te omzeilen. In dat geval worden één of meer stappen ongedaan gemaakt en wordt zoveel eerder met het verspringen begonnen als nodig is om het onbruikbare gebied te kunnen passeren. Dit betekent dat het dikwijls nodig is bruikbare geheugenelementen over te slaan om voorbij bepaalde onbruikbare te kunnen komen.

Een consequentie van deze werkwijze is dat het laatste bruikbare geheugenelement van een kolom reeds gebruikt kan zijn voordat men aan de 32e lijn toe is. Het computerprogramma is zo ingericht dat het hele patroon in dat geval verworpen wordt en er begonnen wordt met de berekening van een nieuw patroon waarin de desbetreffende kolom niet meer gebruikt wordt. Deze procedure wordt voortgezet totdat er 32 horizontale lijnen geschreven zijn of er meer dan 8 kolommen afgekeurd zijn. In het laatste geval wordt het hele plaatje afgekeurd. De volledige berekening eist op de computer Elliot 503 een tijd van 30 tot 50 seconden.

De bruikbaarheid van de beschreven methode is onderzocht door de computer in matrices van verschillende afmetingen willekeurige fouten te laten simuleren en vervolgens het verbindingspatroon voor iedere matrix uit te rekenen. *Fig. 5* toont de opbrengst aan matrices van 32×32 als functie van de afmetingen van de matrices waarvan men uitgaat, met het percentage onbruikbare geheugenelementen als parameter. Uit de figuur blijkt dat uit ongeveer 98% van de matrices van 40×40 elementen geheugens van 32×32 elementen verkregen kunnen worden wanneer de fractie onbruikbare geheugenelementen 10% bedraagt. Wanneer men een hoge opbrengst aan geheugens wenst, mogen er dus van de 540 extra geheugenelementen gemiddeld slechts 160 onbruikbaar zijn.

Er is ook een variant van dit procédé geprobeerd, waarbij de horizontale lijnen behalve één ook twee stappen omhoog of omlaag mogen gaan. Zoals te verwachten is, leidt deze methode tot een minder zware eis

[4] Deze rekenwijze is ontworpen door D. W. Parker van Mullard Research Laboratories. Voor een uitvoeriger beschrijving zie: D. W. Parker, Discretionary wiring of an M.O.S.T. storage system, IEE Conf. Publ. No. 30, Integrated circuits, blz. 192-208, 1967.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

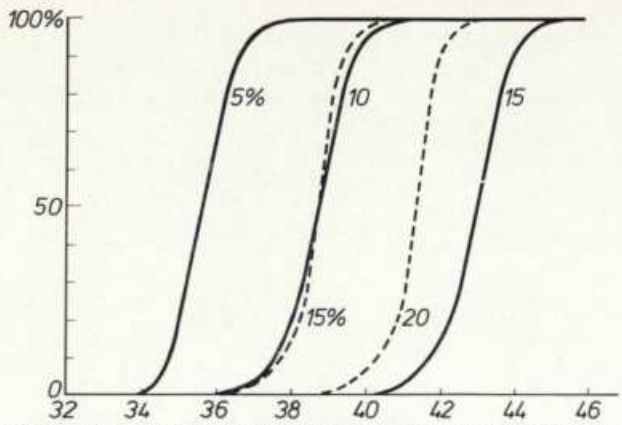


Fig. 5. De opbrengst aan uit werkende geheugenelementen bestaande matrices van 32×32 als functie van de grootte van de uitgangsmatrix, met het percentage niet-werkende geheugenelementen als parameter. De getrokken lijnen gelden voor gevallen waarin het verbindingspatroon is ontworpen met behulp van een procédé waarbij de woordschrijf(-lees)lijnen slechts één stap omhoog of omlaag mogen doen. De streeplijnen gelden voor gevallen waarin ook twee stappen waren toegestaan.

In de praktijk worden, wanneer een compleet geheugen van 32×32 nodig is, de transistors die deel uitmaken van de selectieschakelingen op dezelfde manier behandeld als de geheugenelementen. Aan de ene kant van de matrix wordt een kolom van 40 transistors aangebracht voor de woordschrijfschakeling en aan de andere kant een gelijke kolom voor de woordleesschakeling. Het rekenprogramma levert dan een verbindingspatroon van 34×32 dat voldoet aan de eis dat de twee buitenste kolommen worden gebruikt.

Het maken van het verbindingsmasker

Het verbindingspatroon dat volgens de in het vorige hoofdstuk beschreven methode is berekend, moet nu worden omgezet in een masker dat geschikt is om de aluminiumverbindingen op het siliciumplaatje aan te brengen. Daar ieder plaatje in het algemeen een ander verbindingspatroon zal vereisen, moeten de maskers

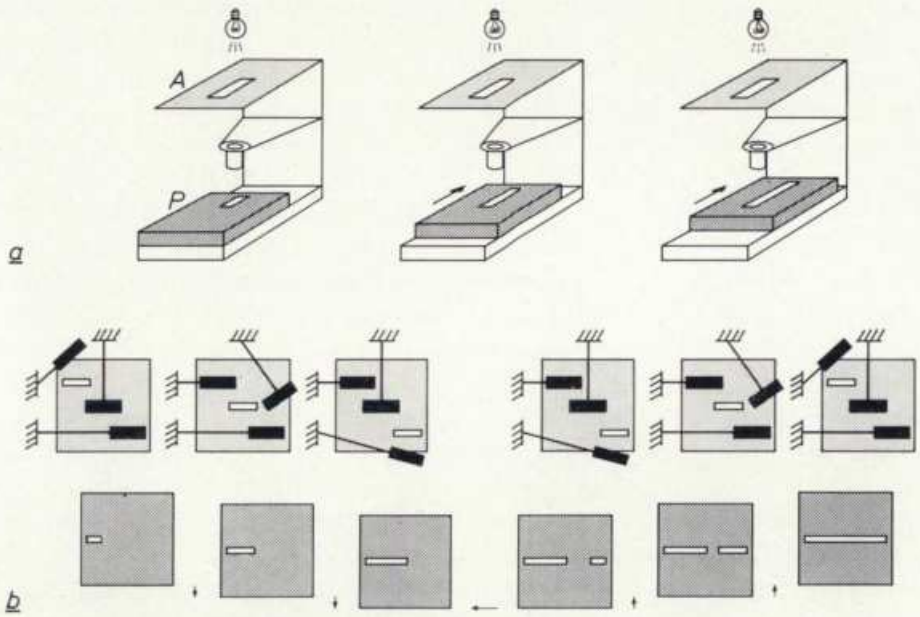


Fig. 6. Schematische voorstelling van de werking van de machine voor het tekenen van de verticale (*a*) en horizontale (*b*) lijnen van een masker voor het aanbrengen van het verbindingspatroon. Op een fotografische plaat *P*, die op een beweegbare tafel bevestigd is, wordt een verkleind beeld gevormd van de spleet in de plaat *A*. Deze wordt hetzij verlicht met lichtflitsen (*a*) of door het openen van een sluiter (*b*).

aangaande het percentage onbruikbare elementen, maar er is op het plaatje tussen de elementen iets meer ruimte nodig. Op dit ogenblik verdient deze laatste methode de voorkeur. De resultaten die ermee bereikt zijn vindt men in fig. 5 weergegeven door de streeplijnen.

Het computerprogramma is zo ingericht dat het mogelijk is er het verbindingspatroon voor een kleiner geheugen dan 32×32 mee te berekenen wanneer het aantal onbruikbare elementen te groot is om tot een geheugen van 32×32 te komen.

snel en goedkoop gemaakt kunnen worden. Hiervoor is een optisch-mechanische lijnschrijfmachine ontwikkeld [5] die aan deze eisen bleek te kunnen voldoen.

Het principe van de werking van deze machine is schematisch weergegeven in *fig. 6a*. Een spleet in een plaat, die met lichtflitsen wordt verlicht, wordt verkleind afgebeeld op een fotografische plaat die op een beweegbare tafel gemonteerd is. De lichtflitsen zijn zodanig met de beweging van de tafel gesynchroniseerd dat de opeenvolgende beelden van de spleet elkaar enigszins overlappen. Aldus kan er op de plaat een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

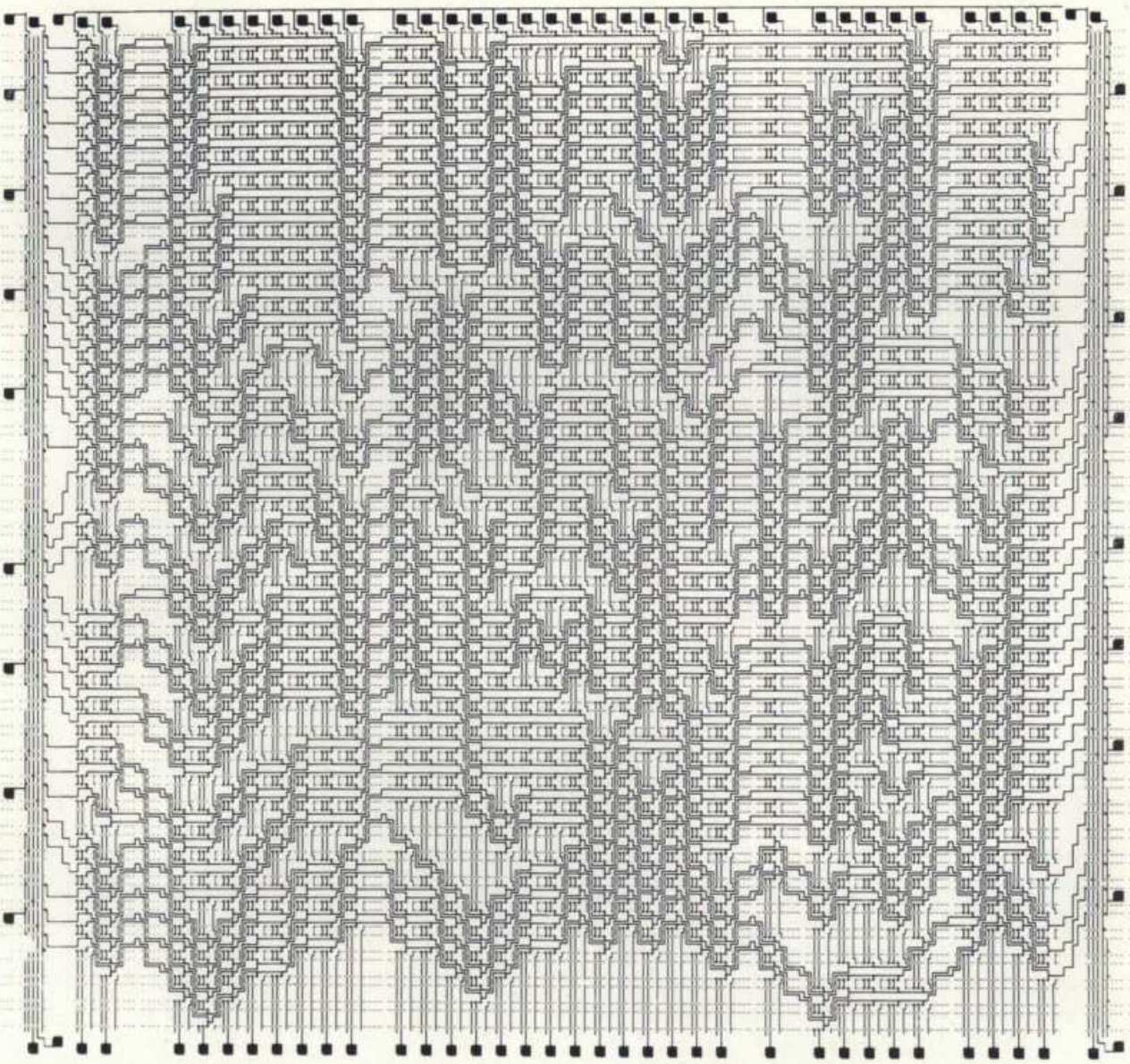


Fig. 7. Masker voor het aanbrengen van de verbindingen, de selectieschakelingen en de contactvlakken voor een geheugen van 32×32 elementen, ontworpen met behulp van het procédé waarin slechts enkelvoudige stappen zijn toegelaten.

continue lijn geschreven worden in de bewegingsrichting van de tafel.

Horizontale lijnen (d.w.z. lijnen dwars op de bewegingsrichting van de tafel) worden op de wijze die in fig. 6*b* geschetst is samengesteld met behulp van een serie spleten, ieder met eigen sluiter. Als de tafel zich naar beneden beweegt, wordt er op een bepaald ogenblik één spleet belicht. Als de tafel zijn eindstand bereikt heeft wordt hij in horizontale richting over een bepaalde afstand verschoven en begint dan aan de terugreis. Ook hierbij worden de spleten weer één voor één op het juiste ogenblik belicht, waardoor horizontale lijnen ontstaan.

De sluiters worden bediend door bilaminaire piëzo-elektrische elementen („Bimorphs") die buigen als er een spanning wordt aangelegd. Deze elementen en de beweging van de tafel worden bestuurd door een pons-band die is afgeleid uit het verbindingspatroon.

Door een geschikte plaatsing van horizontale en verticale spleten kunnen ook combinaties van lijnen gemaakt worden. Voor het geheugen dat onderwerp is van dit artikel zijn per horizontale rij twee lijnen nodig, namelijk die voor het schrijven en lezen van woorden. Deze moeten verticale sprongen kunnen maken om niet-werkende geheugenelementen te passeren. Voor iedere verticale rij zijn drie lijnen nodig, namelijk die voor het schrijven en lezen van de bits en die voor de voedingsspanning. Deze lijnen maken hetzij contact

[5] Deze machine is ontworpen door I. H. Lewin van Mullard Research Laboratories.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

met de werkende geheugenelementen of ze passeren de slechte zonder contact te maken. De verticaal lopende voedingslijnen komen uit op één gezamenlijk verbindingsvlakje. De lees- en schrijflijnen voor de bits gaan allen naar afzonderlijke vlakjes, terwijl de lijnen voor het schrijven en lezen van woorden via de selectieschakelingen naar verbindingsvlakjes gaan. Al deze vlakjes worden eveneens door de machine „getekend".

In *fig. 7* ziet men een volledig verbindingsmasker voor een geheugen van 32×32 elementen dat ontworpen is met behulp van het in het vorige hoofdstuk besproken ontwerpprocédé. Het omvat behalve de verbindingen tussen de geheugenelementen ook de selectieschakelingen en alle vereiste verbindingsvlakjes. Het regelmatige patroon van acht punten dat in de figuur te zien is, wordt gevormd door de punten waar contact wordt gemaakt tussen de bovenkant van de tweede oxidelaag en het daaronder liggende aluminium.

Wanneer een masker eenmaal gemaakt is, wordt het op de normale wijze gebruikt voor het aanbrengen van de verbindingen op de bovenste oxidelaag. Als laatste bewerking blijft dan over het monteren van het siliciumplaatje op een geschikte houder en het aanbrengen van de verbindingen met de uitwendige contactpunten; daarna kan de laatste controle plaatsvinden. *Fig. 8* toont een klein deel van het netwerk van verbindingen zoals dat op het siliciumplaatje te zien is.

Resultaten en vooruitzichten

Behalve geheugens zijn er voor controledoeleinden ook verscheidene matrices van afzonderlijke MOS-transistors gemaakt en doorgemeten. Deze matrices omvatten 32×32 posities met twee transistors per positie, zodat op ieder plaatje 2048 transistors doorgemeten konden worden. Bij de goede matrices bleek meer dan 90% van de transistors te werken, en van 85-90% voldeden de parameters aan de specificatie. Bij het onderzoek van de foutenlandkaart bleek dat catastrofale fouten in het algemeen willekeurig over het oppervlak verspreid lagen, zelfs als de elementen dicht opeen lagen. Hierbij moet wel worden opgemerkt dat de uiterste randen van het siliciumplaatje niet gebruikt werden. Transistors die wèl werkten maar niet aan de specificatie voldeden, waren wèl min of meer groepsgewijs gerangschikt. Sommige van deze effecten konden verklaard worden door variatie in de dikte van de lading van de oxidelaag, maar de meerderheid ervan en verder alle catastrofale fouten kwamen voort uit fotolithografische fouten.

Eveneens hebben wij een vrij groot aantal matrices van geheugenelementen gemaakt. Laten we de plaatjes met grove fouten buiten beschouwing, dan lag de fractie werkende geheugenelementen tussen 60 en 85% en bij 20% van de plaatjes tussen 70 en 85%. Een uitvoerig onderzoek van deze matrices heeft aangetoond dat de meerderheid van de fouten het gevolg was van een foutieve fotolithografische behandeling en van fouten in de maskers.

In de inleiding vermeldden we reeds dat er in de geheugens van 32×32 elementen aanvankelijk steeds enige elementen niet werkten doordat ze geen contact maakten met de verbindingslijnen. De verbindingsmaskers vertoonden echter geen fouten en ze kunnen met een nauwkeurigheid van minder dan 3 μm in register gebracht worden met de geheugenelementen. Een nauwkeurig onderzoek heeft aangetoond dat er in de verbindingslijnen op de bovenste oxidelaag onderbrekingen voorkwamen op plaatsen waar de oxidelaag plotseling van dikte veranderde. Deze moeilijkheid is overwonnen door bij het opdampen van het aluminium de uiterste zorg in acht te nemen en door de verbindingen zo te situeren dat de gevaarlijkste plaatsen vermeden worden.

Het elektrische gedrag van de werkende delen van deze geheugens is onderzocht en de metingen kwamen in hoge mate overeen met de resultaten, verkregen bij simulatie op de computer. Het voornaamste verschil was dat de langzame overgang (van „1" naar „0") ongeveer 50 ns sneller bleek dan voorspeld was.

Daar het aantal goed werkende geheugenelementen per plaatje voldoende is om van een aantal plaatjes geheugens met 1024 elementen te maken, is het grootste technologische probleem dat ons nog rest het aanbrengen van het verbindingspatroon, daar elke fout in deze fase van de produktie de verwerping van het gehele plaatje betekent.

Ten einde bij het aanbrengen van de verbindingen de grootst mogelijke opbrengst te verkrijgen, is de bewerking zo ingericht dat de geheugenelementen nadat ze gecontroleerd zijn een zo klein mogelijke kans lopen op beschadiging.

Het is thans nog te vroeg om de opbrengst aan plaatjes met foutloos verbonden elementen met zekerheid te voorspellen, maar de tot nu toe uitgevoerde experimenten wijzen erop dat het aanbrengen van de verbindingen niet veel moeilijker is dan één van de tien stappen die nodig zijn om een schakeling te maken. Hieruit volgt direct dat de opbrengst van plaatjes met foutloze verbindingen gegeven wordt door $Y^{0.1n}$ waarin Y de opbrengst aan goede geheugenelementen is en n het aantal elementen dat verbonden moet worden.

Uitgaande van de tot nu toe verkregen opbrengsten aan werkende geheugenelementen, de bekende kosten van de technologische processen en van het maken van de verbindingsmaskers, alsmede van de zojuist genoemde uitdrukking voor de opbrengst van plaatjes met foutloze verbindingen, zijn uitvoerige kostenanalyses gemaakt om een antwoord te vinden op de essentiële

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

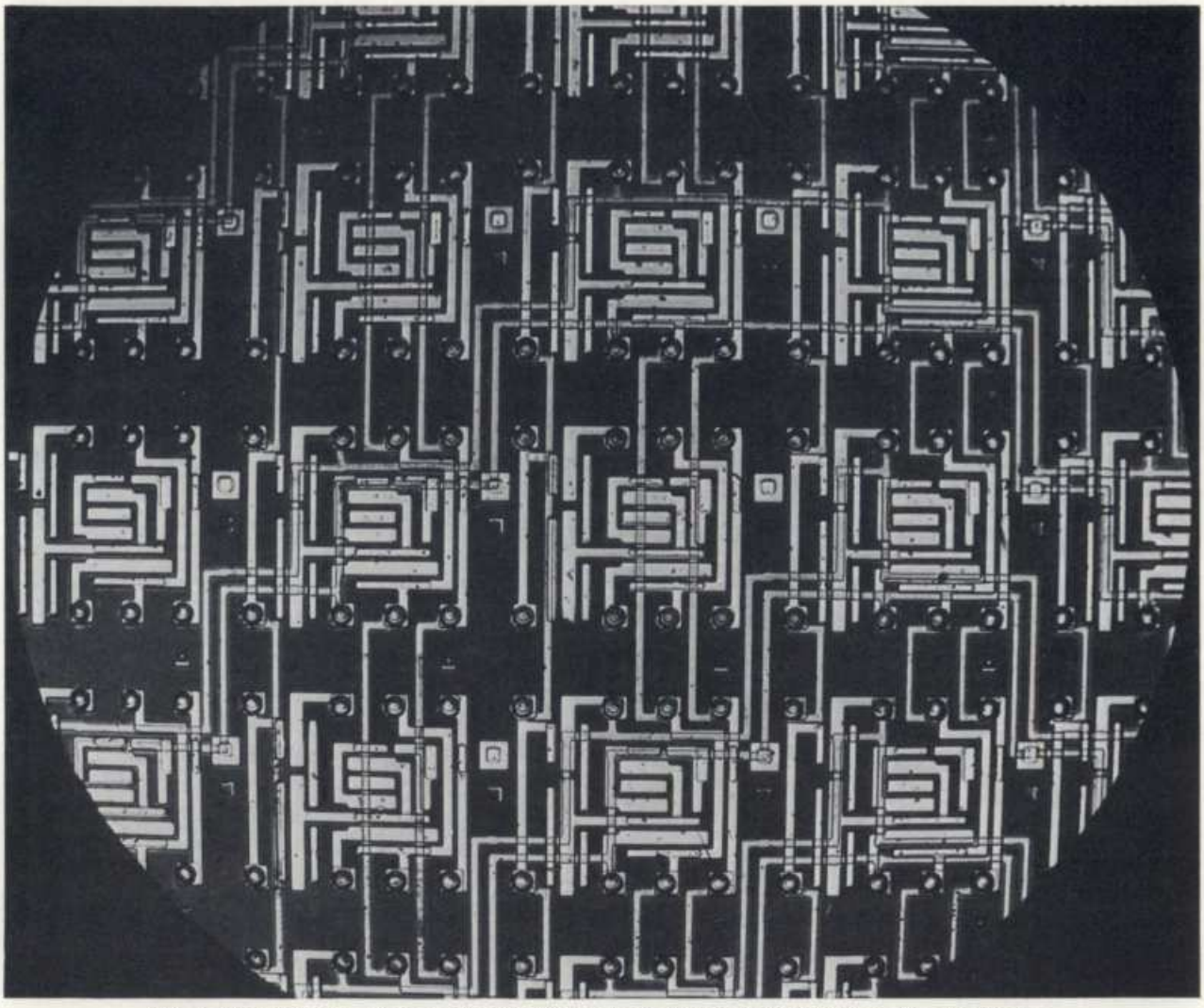


Fig. 8. Microfoto van een deel van een siliciumplaatje waarop de verbindingen zijn aangebracht.

vraag of selectieve bedrading goedkoper is dan andere methodes. De kostenanalyse voorspelt dat er voor iedere opbrengst aan werkende geheugenelementen een grootte van het uiteindelijke geheugen (compleet gemonteerd) bestaat waarvoor de kosten per geheugenelement minimaal zijn. Zoals te verwachten is, hangen zowel deze minimumprijs als de bijbehorende omvang van het geheugen af van het gebruikte verbindingspatroon. Als de opbrengst aan werkende geheugenelementen kleiner is dan 99,5%, geeft selectieve bedrading een lagere prijs per element dan vaste bedrading en ook wordt dit minimum bereikt bij een grotere omvang van het geheugen.

Tot zover had de kostenberekening betrekking op de situatie die in dit artikel beschreven is. Wanneer in de toekomst de opbrengst aan werkende geheugenelementen groter wordt, kunnen de kosten nog verlaagd worden door het bedradingspatroon op een enigszins andere wijze te gaan ontwerpen. Als de opbrengst aan werkende geheugenelementen groot is, is het niet meer praktisch ze één voor één te controleren. Men kan dan beter groepen van geheugenelementen controleren en deze groepen in hun geheel goed- of afkeuren. Het doormeten, het maken van het bedradingspatroon en het aanbrengen van de bedrading worden dan eenvoudiger, en ook wordt de beschikbare oppervlakte van het silicium zuiniger gebruikt, daar de geheugenelementen dan dichter opeen mogen worden aangebracht dan wanneer ze afzonderlijk doorgemeten zouden moeten worden. Anderzijds leidt deze handelwijze natuurlijk tot een wat kleinere opbrengst, daar één niet-werkend element in een groep het afkeuren van de hele groep veroorzaakt. Als de opbrengst aan werkende geheugenelementen groter is dan ongeveer 95%, is een systeem waarbij men de elementen in groepen van 16 controleert economischer dan dat waarbij ze stuk voor stuk gecontroleerd worden, en het is goedkoper dan het systeem met gefixeerde bedrading zolang de opbrengst niet groter is dan 99,9%. Het is onwaarschijnlijk dat dit laatste getal de eerstkomende jaren bereikt zal worden.

Zoals wij reeds in het begin van dit artikel hebben

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

uiteengezet, is er naast de selectieve bedrading nog een andere methode om grote matrices te maken en wel door een aantal kleinere plaatjes met gefixeerde bedrading op een isolerend substraat te monteren waarop een eveneens gefixeerd bedradingspatroon is aangebracht. De kosten van dit procédé hangen af van het controleren, het monteren en het aanbrengen van de plaatjes op het substraat. Er zijn nog niet voldoende gegevens beschikbaar over de hiervoor vereiste procédés om de kosten te kunnen vergelijken met die van selectieve bedrading.

Het lijkt echter nauwelijks twijfelachtig dat de selectieve bedrading zoals die in dit artikel beschreven is, een eenvoudige en economische manier biedt om grote matrices van met elkaar verbonden elementen te krijgen, zoals de geheugenelementen in een computergeheugen.

De auteurs danken het Britse Ministry of Technology voor de toestemming tot het publiceren van dit onderzoek, dat is uitgevoerd met een subsidie van het Advanced Computer Techniques Project van dit ministerie.

Samenvatting. Daar voor de logische functies in rekenmachines steeds meer gebruik wordt gemaakt van geïntegreerde schakelingen, is het wenselijk ook voor de geheugens over geïntegreerde schakelingen te kunnen beschikken. Deze zijn goedkoop, maar het samenstellen ervan tot grotere eenheden is duur. Het is daarom van belang de schakelingen zo groot mogelijk te kunnen maken. Er is een MOS-geheugen in ontwikkeling met 32 woorden van 32 bits met onafhankelijke selectieschakelingen voor lezen en schrijven en waarvan de lees-schrijfcyclus ten hoogste 450 ns duurt. Het wordt gemaakt door op een Si-plaatje een matrix van 40 × 40 geheugenelementen aan te brengen — ieder bestaande uit zeven MOS-transistors — deze elementen stuk voor stuk te beproeven en ze vervolgens te verbinden volgens een zodanig patroon dat de niet-werkende geheugenelementen worden overgeslagen (selectieve bedrading; Engels: discretionary wiring). De fractie werkende geheugenelementen per plaatje ligt thans tussen 60 en 85% (bij 20% van de plaatjes tussen 70 en 85%), wat voldoende is om uit een aantal ervan geheugens van 32 × 32 te maken. Het aanbrengen van de verbindingen is niet moeilijker dan een van de tien stappen die nodig zijn om de schakeling te maken. Zodra het percentage goede elementen per plaatje groter is dan 95%, is het niet meer nodig de elementen afzonderlijk te controleren. Zolang het kleiner is dan 99,9%, zullen geheugens met selectieve bedrading waarschijnlijk goedkoper zijn dan die met vaste.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Recente wetenschappelijke publikaties

Deze publikaties zijn afkomstig van medewerkers van laboratoria en fabrieken, behorende tot of samenwerkende met ondernemingen van het Philipsconcern, in het bijzonder van medewerkers van de navolgende research-laboratoria:

Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven *E*
Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland *M*
Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes (Val-de-Marne), Frankrijk *L*
Philips Forschungslaboratorium Aachen GmbH, Weißhausstraße, 51 Aachen, Duitsland *A*
Philips Forschungslaboratorium Hamburg GmbH, Vogt-Kölln-Straße 30, 2000 Hamburg 54, Duitsland *H*
MBLE Laboratoire de Recherches, 2 avenue Van Becelaere, 1170 Brussel (Boitsfort), België *B*

Van de meeste dezer publikaties zullen binnenkort overdrukken beschikbaar zijn. Men kan deze aanvragen bij het betrokken laboratorium (zie de codeletter) of bij de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

H. J. Akkerman (Instituut voor Kernphysisch Onderzoek, Amsterdam): Precisiedraaibank met hydrodynamische hoofdaslagering.
Mikroniek **9**, 248-251, 1969 (No. 11).

H. J. Akkerman (Instituut voor Kernphysisch Onderzoek, Amsterdam): Een draaibank met numerieke beitelpositie-aflezing.
Mikroniek **9**, 258, 1969 (No. 11).

H. J. Akkerman (Philips Research Laboratories Amsterdam): Draaibank met numerieke maatindicatie voor enkelfabricage in de fijnmechanische techniek.
Metaalbewerking **35**, 299-305, 1969 (No. 13).

W. Albers & J. Verberkt: The SnSe-$SnSe_2$ eutectic; a *P-N* multilayer structure.
J. Mat. Sci. **5**, 24-28, 1970 (No. 1). *E*

F. G. M. Bax: Analysis of the FM receiver with frequency feedback.
Thesis, Nijmegen 1970. *E*

V. Belevitch: Interpolation matrices.
Philips Res. Repts. **25**, 337-369, 1970 (No. 5). *B*

F. Berz: Theory of low frequency noise in Si MOST's.
Solid-State Electronics **13**, 631-647, 1970 (No. 5). *M*

F. Berz: Ionised impurity scattering in silicon surface channels.
Solid-State Electronics **13**, 903-906, 1970 (No. 6). *M*

J. H. Bijleveld (Instituut voor Kernphysisch Onderzoek, Amsterdam): Het argonarc-lassen van aluminium.
Mikroniek **9**, 254-257, 1969 (No. 11).

G. Blasse: Thermal quenching of characteristic fluorescence.
J. chem. Phys. **51**, 3529-3530, 1969 (No. 8). *E*

G. Blasse: Structure and luminescence of $MgGaBO_4$.
J. inorg. nucl. Chem. **32**, 700, 1970 (No. 2). *E*

G. Blasse & A. Bril: Energy transfer in Tb^{3+}-activated cerium(III) compounds.
J. chem. Phys. **51**, 3252-3254, 1969 (No. 8). *E*

R. Bleekrode & W. van Benthem: Spectroscopic investigations of high-current hollow-cathode discharges in flowing nitrogen at low pressures.
J. appl. Phys. **40**, 5274-5280, 1969 (No. 13). *E*

G. A. Bootsma & F. Meyer: Measurement of adsorption on semiconductors by ellipsometry and other methods.
Surface Sci. **18**, 123-129, 1969 (No. 1). *E*

J. Bootsma: The effect of viscosity variations with temperature on the performance of spiral groove bearings.
ASLE Trans. **12**, 287-296, 1969 (No. 4). *E*

M. T. Borchert & J. S. C. Wessels: Combined preparation of ferredoxin, ferredoxin-$NADP^+$ reductase and plastocyanin from spinach leaves.
Biochim. biophys. Acta **197**, 78-83, 1970 (No. 1). *E*

A. Boucher & L. Hollan (R.T.C., La Radiotechnique-Compelec, Suresnes, France): Epitaxie en phase vapeur de GaAs pour diodes Gunn.
Onde électr. **50**, 165-172, 1970 (No. 3).

P. Branquart & J. Lewi: On object language and storage allocation in Algol 68 compilers.
Proc. Conf. on Algol 68 Implementation, Vancouver 1969, pp. 25-35. *B*

K. H. J. Buschow & H. J. van Daal: Investigations on the resistivity of the compound $CeAl_3$.
Solid State Comm. **8**, 363-365, 1970 (No. 5). *E*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

M. Cathelin & Mlle B. Jarrousse (R.T.C., La Radiotechnique-Compelec, Suresnes, France): Diodes à effet Gunn à l'arséniure de gallium.
Onde électr. **50**, 179-185, 1970 (No. 3).

J. B. Clegg, E. J. Millett & J. A. Roberts: Direct analysis of thin layers by spark source mass spectrography.
Anal. Chem. **42**, 713-719, 1970 (No. 7). *M*

E. Constant (Faculté des Sciences de Lille), **E. Allamando** (Fac. Sci. Lille) **& A. Semichon:** Transit-time operation of an avalanche diode driven by a subharmonic signal and its application to frequency multiplication.
Proc. IEEE **58**, 483-484, 1970 (No. 3). *L*

H. J. van Daal & K. H. J. Buschow: Anomalous behaviour of the electrical resistivity in the compound Ce_3Al_{11}.
Physics Letters **31A**, 103-104, 1970 (No. 3). *E*

M. Davio & G. Bioul: Representation of lattice functions.
Philips Res. Repts. **25**, 370-388, 1970 (No. 5). *B*

P. Delsarte: Automorphisms of abelian codes.
Philips Res. Repts. **25**, 389-403, 1970 (No. 5). *B*

J. C. Diels: Light pulse propagation in homogeneously broadened amplifiers.
Physics Letters **31A**, 26-27, 1970 (No. 1). *E*

J. C. Diels: Self induced transparency in near resonant media.
Physics Letters **31A**, 111-112, 1970 (No. 3). *E*

H. C. Donkersloot & J. H. N. van Vucht: Martensitic transformations in gold-titanium, palladium-titanium and platinum-titanium alloys near the equiatomic composition.
J. less-common Met. **20**, 83-91, 1970 (No. 2). *E*

W. F. Druyvesteyn & A. J. Smets: A technique for studying the anomalous penetration in the radio frequency size effect.
Physics Letters **30A**, 415-416, 1969 (No. 7). *E*

W. F. Druyvesteyn & A. J. Smets: Experimental demonstration that the electron velocity is normal to the Fermi surface.
Physics Letters **31A**, 1-2, 1970 (No. 1). *E*

G. Engelsma: Photoinduction of phenylalanine deaminase in gherkin seedlings, IV. The role of the temperature.
Planta **90**, 133-141, 1970 (No. 2). *E*

J. G. C. de Gast: Dynamic behavior of double film hydrostatic bearing with variable flow restrictor.
ASME Winter Annual Meeting, Nov. 1969, Los Angeles, paper 69-WA/Lub-12; 12 pp. *E*

R. J. Gelsing & K. van Steensel: A multilayer interconnexion system with gold beam leads.
Microelectronics and Reliability **8**, 325-329, 1969 (No. 4). *E*

A. A. van der Giessen: De hydrothermale bereiding van keramische poeders.
Klei en Keramiek **20**, 30-38, 1970 (No. 2). *E*

A. D. C. Grassie (School of Math. and Phys. Sci., Univ. of Sussex, Brighton, UK) **& D. B. Green:** Transition anomalies of disordered aluminium films.
Physics Letters **31A**, 135-136, 1970 (No. 3). *E*

C. A. A. J. Greebe: Enhancement of the interaction between an acoustic surface wave in a piezoelectric and a drifted electron gas by means of a magnetic field.
Physics Letters **31A**, 16-17, 1970 (No. 1). *E*

G. Groh: Optical multiplex system for pattern recognition utilizing point holograms.
Optics Comm. **1**, 454-456, 1970 (No. 9). *H*

C. M. Hargreaves: Anomalous radiative transfer between closely-spaced bodies.
Physics Letters **30A**, 491-492, 1969 (No. 9). *E*

N. Hazewindus: Calculation of particle trajectories in a cyclotron axial injection system with an electrostatic deflector.
Nucl. Instr. Meth. **76**, 273-277, 1969 (No. 2). *E*

K. R. Hofmann: Stability criterion for Gunn oscillators with heavy surface loading.
Electronics Letters **5**, 469-470, 1969 (No. 20). *E*

E. P. Honig & J. H. Th. Hengst: The point of zero charge and solid-state properties of silver bromide.
J. Colloid Interface Sci. **31**, 545-556, 1969 (No. 4). *E*

F. N. Hooge & A. M. H. Hoppenbrouwers: $1/f$ noise in continuous thin gold films.
Physica **45**, 386-392, 1969 (No. 3). *E*

F. M. Klaassen & J. Prins: Noise of field-effect transistors at very high frequencies.
IEEE Trans. **ED-16**, 952-957, 1969 (No. 11). *E*

L. A. Ch. Koerts (Instituut voor Kernphysisch Onderzoek, Amsterdam): 20 jaar cyclotron.
Mikroniek **9**, 238-239, 1969 (No. 11).

J. A. Kok: The corona ignition voltage of an electrical discharge in a gas.
Appl. sci. Res. **21**, 303-305, 1969 (No. 3/4). *E*

W. G. Koster (Institute for Perception Research, Eindhoven): Translations of four articles by F. C. Donders (1818-1889) (preceded by a reprint of Sir William Bowman's "In Memoriam F. C. Donders"):
1) Official report of the ordinary meeting of the Royal Academy of Sciences, Department of Natural Sciences, on Saturday, 24 June, 1865;
2) On the speed of mental processes;
3) Two instruments for determining the time required for mental processes;
4) A short description of some instruments and apparatus belonging to the collection of the Physiological Laboratory and the Dutch Ophthalmic Hospital.
Acta psychol. **30**, 389-438, 1969.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

W. Kwestroo, A. Huizing & J. de Jonge: The preparation of pure cadmium telluride and gallium phosphide using a generally applicable procedure.
Mat. Res. Bull. **4**, 817-824, 1969 (No. 11). *E*

R. Memming, F. Möllers & G. Neumann: Photoelectrochemical processes on silver-silver oxide electrodes.
J. Electrochem. Soc. **117**, 451-457, 1970 (No. 4). *H*

D. Meyer: Präzisions-ΔR-Δf-Umformer für frequenzanaloges Messen mit DMS.
VDI-Berichte No. 137, 41-44, 1970. *H*

A. Mijnheer: Compact counterflow heat exchanger has high thermal efficiency.
Process Engng. June 1969, 85-88. *E*

R. F. Mitchell & M. Redwood (Queen Mary College, London): Generation and detection of sound by distributed piezoelectric sources.
J. Acoust. Soc. Amer. **47**, 701-710, 1970 (No. 3, Part 1). *M*

K. Mouthaan: Nonlinear analysis of the avalanche transit-time oscillator.
IEEE Trans. **ED-16**, 935-945, 1969 (No. 11). *E*

K. Mulder, R. van Dantzig, J. E. J. Oberski & L. A. Ch. Koerts (Instituut voor Kernphysisch Onderzoek, Amsterdam): Constructie van de BOL strooiingskamer.
Mikroniek **9**, 240-245, 1969 (No. 11).

P. H. Müller & P. Knoop: L'analyse de verres par spectrométrie d'absorption atomique.
Silicates industr. **34**, 325-330, 1969 (No. 12). *E*

D. de Nobel & H. G. Kock: A silicon Schottky barrier avalanche transit time diode.
Proc. IEEE **57**, 2088-2089, 1969 (No. 11). *E*

M. Noé: Problèmes d'interconnexion optimale (2e partie).
Rev. MBLE **12**, 117-132, 1969 (No. 4). *B*

D. P. Oosthoek (Instituut voor Kernphysisch Onderzoek, Amsterdam): Precisie-opdamp-draadmasker.
Mikroniek **9**, 246-247, 1969 (No. 11).

B. Paternostre & P. Wodon: Description et applications d'un générateur de macros.
Rev. MBLE **12**, 133-151, 1969 (No. 4). *B*

A. Rabenau, H. Rau & G. Rosenstein: Über Chalkogenidhalogenide des Kupfers.
Z. anorg. allgem. Chemie **374**, 43-53, 1970 (No. 1). *A*

J. E. Ralph: Optical transitions in Tm^{3+} doped $Y_3Ga_5O_{12}$ near 2.0 μ.
Solid State Comm. **7**, 1065-1067, 1969 (No. 15). *M*

J. E. Ralph & T. L. Tansley: Photoelectric effects in cadmium sulphide MIS devices.
J. Physics D **3**, 620-623, 1970 (No. 4). *M*

F. L. J. Sangster & K. Teer: Bucket-brigade electronics — new possibilities for delay, time-axis conversion, and scanning.
IEEE J. Solid-State Circuits **SC-4**, 131-136, 1969 (No. 3). *E*

J. J. Scheer & J. van Laar: The influence of cesium adsorption on surface Fermi level position in gallium arsenide.
Surface Sci. **18**, 130-139, 1969 (No. 1). *E*

U. J. Schmidt & W. Thust: Temperature stabilisation of the deflection pattern of a digital light deflector containing single prisms.
Opto-electronics **2**, 29-35, 1970 (No. 1). *H*

H. J. Schmitt & G. Winkler: Yttrium-Eisen-Granat (YIG). Eigenschaften und Anwendung in Mikrowellenbauteilen.
Elektro-Anzeiger **23**, 75-78, 191-195, 1970 (Nos. 5, 9). *H*

J. Schröder & F. J. Grewe: Darstellung und Eigenschaften von Wolframpentafluorid.
Chem. Berichte **103**, 1536-1546, 1970 (No. 5). *A*

E. Schwartz: Two theorems on lossy two-ports.
IEEE Trans. **CT-17**, 129-131, 1970 (No. 1). *A*

E. Schwartz: Comments on "Darlington's synthesis and rms error evaluation".
IEEE Trans. **CT-17**, 145-146, 1970 (No. 1). *A*

H. Schweppe: Excitation of two adjacent resonances with a chosen frequency separation in a ceramic piezoelectric resonator.
IEEE Trans. **SU-17**, 12-17, 1970 (No. 1). *A*

A. Semichon & E. Constant (Faculté des Sciences de Lille): Sur un mécanisme général d'oscillation et son application aux semi-conducteurs.
C.R. Acad. Sci. Paris **270B**, 665-668, 1970 (No. 10). *L*

J. M. Shannon, R. Tree & G. A. Gard (Atomic Energy Research Establishment, Harwell, England): Electrical characteristics of ion implanted boron layers in silicon.
Can. J. Phys. **48**, 229-235, 1970 (No. 2). *M*

J. W. Slotboom: Iterative scheme for 1- and 2-dimensional d.c.-transistor simulation.
Electronics Letters **5**, 677-678, 1969 (No. 26). *E*

M. J. Sparnaay: Analogies between semiconductors and electrolyte solutions (in particular of surface effects due to space charges and Gouy layers).
J. Chimie phys., No. spécial 19e Réunion, 87-99, 1969. *E*

R. Spitalnik (R.T.C., La Radiotechnique-Compelec, Suresnes, France): Les modes hybrides et à relaxation dans l'arséniure de gallium.
Onde électr. **50**, 173-178, 1970 (No. 3).

T. L. Tansley & J. E. Ralph: Photoeffects in metal-insulator-gallium arsenide diodes.
J. Physics D **3**, 807-811, 1970 (No. 5). *M*

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

A. Thayse: Transient analysis of logical networks applied to hazard detection.
Philips Res. Repts. **25**, 261-336, 1970 (No. 5). *B*

J. F. Verwey: The introduction of charge in SiO_2 and the increase of interface states during breakdown of emitter-base junction of gated transistors.
Appl. Phys. Letters **15**, 270-272, 1969 (No. 8). *E*

M. T. Vlaardingerbroek: Output spectrum of IMPATT-diode oscillators.
Electronics Letters **5**, 521-522, 1969 (No. 21). *E*

A. G. C. Vogel (Instituut voor Kernphysisch Onderzoek, Amsterdam): Aandrijving voor de energieselectiespleet.
Mikroniek **9**, 252-253, 1969 (No. 11).

C. H. Weijsenfeld: Empirical formula for the measured Hall angles of dirty type II superconductors.
Physica **45**, 241-252, 1969 (No. 2). *E*

K. Weiss: Die Löslichkeit von Silber in Silberbromid.
Z. phys. Chemie Neue Folge **67**, 86-93, 1969 (No. 1-3). *E*

K. Weiss: Die Überführungswärme der Kationen in α-Ag_2S.
Berichte Bunsenges. phys. Chemie **73**, 683-690, 1969 (No. 7). *E*

K. Weiss: Die Überführungswärme von Frenkel-Defekten in AgBr.
Berichte Bunsenges. phys. Chemie **73**, 690-696, 1969 (No. 7). *E*

H. W. Werner: Investigation of solids by means of an ion-bombardment mass spectrometer.
Developm. appl. Spectroscopy **7A**, 239-266, 1969. *E*

F. F. Westendorp: On the coercivity of $SmCo_5$.
Solid State Comm. **8**, 139-141, 1970 (No. 3). *E*

M. V. Whelan: Leakage currents of n^+p silicon diodes with different amounts of dislocations.
Solid-State Electronics **12**, 963-968, 1969 (No. 12). *E*

M. V. Whelan: Electrical behaviour of defects at a thermally oxidized silicon surface.
Thesis, Eindhoven 1970. *E*

Inhoud van Electronic Applications **29**, No. 4, 1969:

D. J. G. Janssen: Inexpensive digital voltmeter (pp. 117-124).
F. May: Wide-range multivibrator using integrated circuits (pp. 125-128).
J. M. Rosa Bunge & B. W. Banega: Instrument for measuring incremental inductance (pp. 129-133).
Magnetic catches and seals (pp. 134-137).

Inhoud van Mullard Technical Communications **11**, No. 107, 1970:

C. V. Newcomb: A new adjustor for Mullard ferrite inductor cores (pp. 142-146).
J. Thörig & W. A. M. Peters: High-quality audio amplifiers (pp. 147-152).
J. Thörig: High-quality pre-amplifier (pp. 153-155).
A. Ciuciura: A simple stabilised power supply for transistorised monochrome receivers (pp. 156-167).

Inhoud van Mullard Technical Communications **11**, No. 108, 1970:

A. J. Guest: Channel multiplier plates for image intensification (pp. 170-176).
J. Wickens: 15 W class A audio amplifier (pp. 177-178).
R. F. Mitchell, R. G. Pratt, J. S. Singleton & W. Willis: Surface wave filters (pp. 179-181).
M. H. Jervis & F. D. Morten: Mercury cadmium telluride infrared detectors, at 5 μm and normal ambient temperature (pp. 182-184).

Inhoud van Valvo Berichte **16**, No. 1, 1970:

F. Weitzsch: Farbabweichungen als Folge von Exemplarstreuungen im Farbart-Teil von Farbfernseh-Empfängern (pp. 1-12).
B. J. M. Overgoor: Ein Operationsverstärker mit Feldeffekt-Transistoren in der Eingangsstufe (pp. 13-33).
Schliffbild eines Sperrschicht-Feldeffekt-Transistors (pp. 34-35).

Jaargang 31, 1970, no. 7/8/9 blz. 213-312 Verschenen 19 april 1971

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!